

**TESI DI DOTTORATO IN INGEGNERIA AEROSPAZIALE, NAVALE E DELLA QUALITÀ
CICLO XX**

**Misure di scambio termico e di campo di moto in un canale
rotante con inversione ad “U” della corrente**

di
MAURO GALLO



**DETEC, Facoltà di Ingegneria
UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “FEDERICO II”
Napoli, Italia 2007**

**TESI DI DOTTORATO IN INGEGNERIA AEROSPAZIALE, NAVALE E DELLA QUALITÀ
CICLO XX**

**Misure di scambio termico e di campo di moto in un canale
rotante con inversione ad “U” della corrente**

di
MAURO GALLO

Il presente lavoro è stato svolto presso il laboratorio di gasdinamica del Dipartimento di Energetica, TERmofluidodinamica applicata e Condizionamenti ambientali della Facoltà di Ingegneria.

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “FEDERICO II”

TUTORI: PROF. ING. GIOVANNI MARIA CARLOMAGNO
 DOTT. ING. TOMMASO ASTARITA

COORDINATORE: PROF. ING. ANTONIO MOCCIA

Napoli, 2007

a Giulia

INDICE

1	INTRODUZIONE.....	1
2	PRECEDENTI STUDI ED ANALISI TEORICHE.....	5
2.1	Scambio termico e campo di moto in canali statici con inversione ad “U” della corrente	5
2.1.1	Considerazioni introduttive	5
2.1.2	Precedenti studi.....	6
2.2	Scambio termico e campo di moto in canali statici con inversione ad “U” della corrente	37
2.2.1	Considerazioni introduttive	37
2.2.2	Precedenti studi.....	41
3	SENSORI DI FLUSSO TERMICO	73
3.1	Sensori di flusso termico non stazionari	75
3.2	Modello “heated thin foil”.....	77
3.2.1	Elaborazione numerica delle immagini ed estensione al caso bidimensionale	78
4	TERMOGRAFIA ALL’INFRAROSSO	81
4.1	Aspetti generali della termografia all’infrarosso.....	81
4.2	Sensori e loro caratteristiche	85
4.3	Tecnologia dei sistemi per termografia all’infrarosso.....	89
4.4	Caratterizzazione del sistema termografico utilizzato	91
4.5	Calibrazione.....	94
4.6	Risoluzione spaziale	98
4.6.1	Slit Response Function	98
4.6.2	Modulation Transfer Function	100
5	PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY (PIV).....	103
5.1	Principi di funzionamento della tecnica PIV	103
5.2	Confronto con le altre tecniche anemometriche.....	105
5.3	Aspetti fisici e tecnici	105
5.3.1	Particelle traccianti	106
5.3.1.1	Proprietà meccaniche	106
5.3.1.2	Proprietà di diffusione della particelle traccianti	108
5.3.1.3	Generazione ed iniezione di particelle traccianti	111
5.3.2	Sorgente di luce: LASER.....	112
5.3.3	Ottica del fascio di luce piano	116
5.3.4	Tecnica di illuminazione.....	118
5.3.5	Generazione e registrazione di immagini PIV	119
5.3.6	Formazione delle immagini	121
5.3.7	Strumenti e tecniche di registrazione delle immagini.....	123
5.3.8	Metodi di valutazione delle immagini PIV	130
5.3.8.1	Metodi digitali.....	131

5.3.9	Cross-Correlazione.....	134
5.3.9.1	Metodo diretto	134
5.3.9.2	Utilizzo delle trasformate di Fourier: correlazione nel dominio delle frequenze	135
5.3.9.3	Influenza del massimo spostamento rilevabile sul piano di correlazione	137
5.3.10	Limiti delle tecniche convenzionali	139
5.4	Caratterizzazione del sistema PIV utilizzato	140
5.4.1	Laser	140
5.4.2	Sistema di acquisizione delle immagini PIV.....	141
5.4.3	Particelle traccianti.....	143
5.4.4	Algoritmo di cross-correlazione.....	143
6	APPARATO SPERIMENTALE	145
6.1	Il canale.....	150
6.2	Il circuito stampato	154
6.3	La pompa	155
6.4	Il misuratore di portata.....	157
6.5	Lo scambiatore di calore.....	163
6.6	Il motore asincrono e la trasmissione del moto	165
6.7	Il sensore di posizione per l'acquisizione delle immagini.....	167
7	MISURE DI SCAMBIO TERMICO.....	171
7.1	Procedura sperimentale.....	171
7.2	Risultati sperimentali	174
7.2.1	Distribuzioni di temperatura	175
7.2.2	Risultati in forma in forma integrale.....	177
7.2.2.1	Caso statico.....	177
7.2.2.2	Caso rotante	179
7.2.3	Risultati in forma locale	182
7.2.3.1	Caso statico.....	182
7.2.3.2	Caso rotante	184
8	MISURE DI CAMPO DI MOTO.....	189
8.1	Procedura sperimentale.....	189
8.2	Risultati sperimentali	197
8.2.1	Campo di moto principale: $Re=20000$ e $Ro=0$	197
8.2.1.1	Distribuzioni della componente di velocità media u	197
8.2.1.2	Distribuzioni della componente di velocità media v	201
8.2.2	Campo di moto secondario: $Re=20000$ e $Ro=0$	203
8.2.3	Campo di moto principale: $Re=20000$ e $Ro=0.3$	209
8.2.3.1	Distribuzioni della componente di velocità media u	209
8.2.3.2	Distribuzioni della componente di velocità media v	212

8.2.4 Campo di moto secondario: $Re=20000$ e $Ro=0.3$	214
9 CONFRONTI TRA LE MISURE DI SCAMBIO TERMICO E DI CAMPO DI MOTO	223
9.1 Definizione dei parametri adimensionali di confronto.....	223
9.2 Caso statico.....	224
9.3 Caso rotante.....	226
9.3.1 Leading wall	226
9.3.2 Trailing wall.....	230
10 CONCLUSIONI.....	233
10.1 Misure di scambio termico	233
10.2 Misure di campo di moto.....	234
10.2.1 Caso statico	234
10.2.2 Caso rotante	235
10.3 Confronti	236
BIBLIOGRAFIA.....	239
LISTA DEI SIMBOLI.....	245

1 INTRODUZIONE

Il principale obiettivo di questo lavoro è stato di analizzare, dal punto di vista sperimentale, il comportamento termofluidodinamico del flusso all'interno dei canali di raffreddamento delle palettature sia statoriche che rotoriche delle moderne turbine a gas. Dagli anni quaranta, in cui è stato inizialmente sviluppato questo tipo di motore molto usato nella propulsione aeronautica, fino ad ora, la temperatura dei gas combusti all'ingresso della turbina è stata aumentata da $\sim 900\text{K}$ fino a $\sim 1600\text{K}$. Questo aumento ha migliorato l'efficienza termodinamica del ciclo, riducendo il consumo di carburante ed aumentando le prestazioni del motore.

L'aumento della temperatura dei gas combusti all'ingresso della turbina è stato reso possibile, in parte grazie allo sviluppo di nuove leghe metalliche con temperature di utilizzo maggiori di quelle usate in precedenza, ma soprattutto grazie al miglioramento delle tecniche di raffreddamento degli organi termicamente più sollecitati delle turbine. A questo scopo una piccola percentuale di aria, spillata dal compressore, viene usata per raffreddare, sia i primi stadi delle palettature dello statore e del rotore, che i dischi su cui sono montate le palettature rotoriche (Fig. 1.1). Parallelamente all'aumento della temperatura d'ingresso nella turbina è stato aumentato, anche il rapporto di compressione con conseguente aumento della temperatura dell'aria disponibile per il raffreddamento. In effetti la temperatura dell'aria a valle del compressore, nei moderni motori a turbina, può essere addirittura maggiore di quella dei gas combusti all'ingresso della turbina. Ciò ha reso necessario l'utilizzo di più sistemi di raffreddamento utilizzati in parallelo. Come mostrato in Fig. 1.2 per il caso di una paletta rotorica, l'aria spillata dal compressore passa all'interno della paletta attraverso una serpentina con passaggi multipli; una parte dell'aria viene subito scaricata in prossimità del bordo di attacco della paletta, in modo da poter realizzare un raffreddamento per traspirazione, mentre la rimanente, dopo aver raffreddato la paletta dall'interno, viene espulsa alla fine del profilo. I canali, posti in direzione radiale all'interno della paletta ed alcuni dei quali collegati da curve ad "U", vengono spesso utilizzati sia per fornire l'aria necessaria per il raffreddamento tramite traspirazione, che come scambiatori di calore. Già da diversi anni, all'interno dei canali di raffreddamento sono stati posizionati dei promotori di turbolenza "*ribs*" che generando, lungo la direzione del flusso, successive separazioni e riattacchi del flusso nonché lo sviluppo di intensi moti secondari migliorano lo scambio termico convettivo. In letteratura sono numerosi i lavori che hanno studiato, con tecniche di misura diverse, gli effetti che le diverse configurazioni di promotori di turbolenza producono sullo scambio termico convetti-

vo. Se da un lato l'introduzione dei *ribs* consente di ottenere un miglioramento dello scambio termico dall'altro questi determinano delle significative perdite di carico. L'analisi sperimentale condotta nel presente lavoro su canali lisci con inversione ad "U" della corrente si propone di individuare le cause di carattere fluidodinamico che determinano le diverse distribuzioni del coefficiente di scambio termico convettivo. La conoscenza di tali cause potrebbe rappresentare, per i progettisti, uno strumento indispensabile per la realizzazione di nuovi e più efficienti dispositivi atti al raffreddamento dei primi stadi delle palettature rotoriche e statoriche.

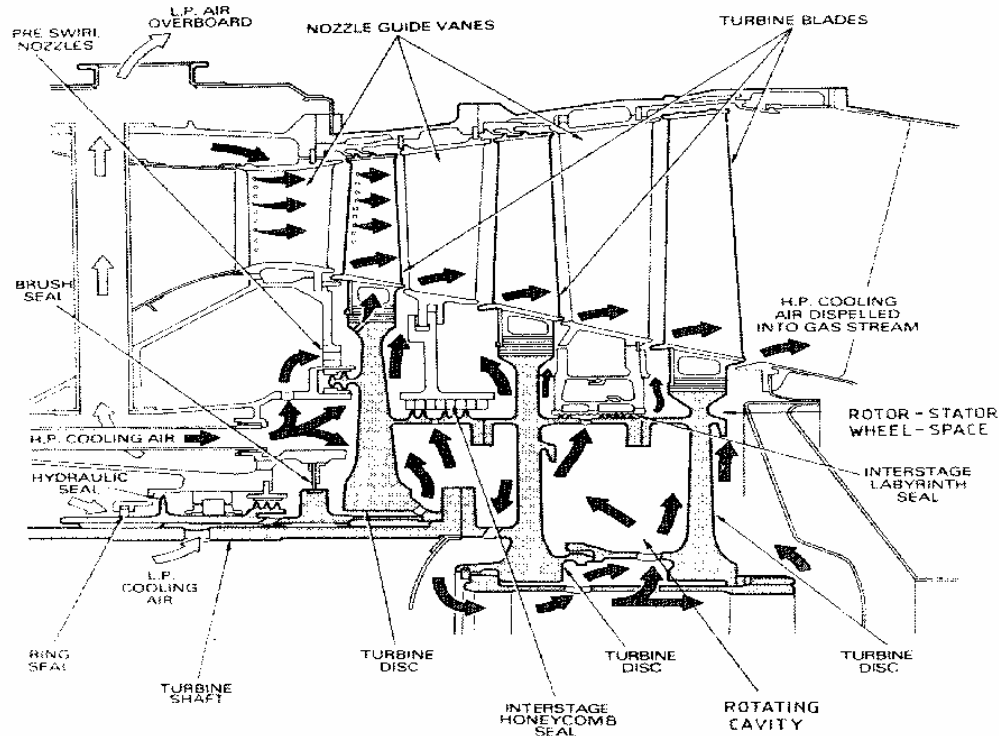


Fig. 1.1 Schema dei circuiti di raffreddamento in una turbina a gas

Per le misure dei coefficienti di scambio termico convettivo è stata molto utilizzata la tecnica "*Heated Thin Foil*" associata alla diagnostica con termografo a scansione nell'infrarosso. Il termografo all'infrarosso è uno strumento in grado di effettuare una misura bidimensionale della radiazione emessa, in una banda dell'infrarosso, dalla superficie di un corpo. Conoscendo l'emissività superficiale del corpo in esame è possibile risalire dalla mappa della radiazione alla mappa della temperatura attraverso una calibrazione dello strumento.

L'applicazione della tecnica termografica richiede pertanto la soluzione di un certo numero di problemi ed in particolare: un'accurata caratterizzazione delle prestazioni del termografo; una sua calibrazione molto precisa che includa un eventuale accesso ottico; la caratte-

rizzazione del tipo di sensore di flusso termico che si intende utilizzare sul modello; la determinazione del coefficiente di emissività della superficie di misura; il restauro delle immagini termiche dagli effetti dovuti al flusso radiativo e conduttivo in direzione tangenziale alla superficie di misura. In sistemi rotanti è, inoltre, necessario sviluppare pacchetti di software per l'automazione del processo di acquisizione mediante scansione per linea e la successiva ricostruzione geometrica delle immagini.

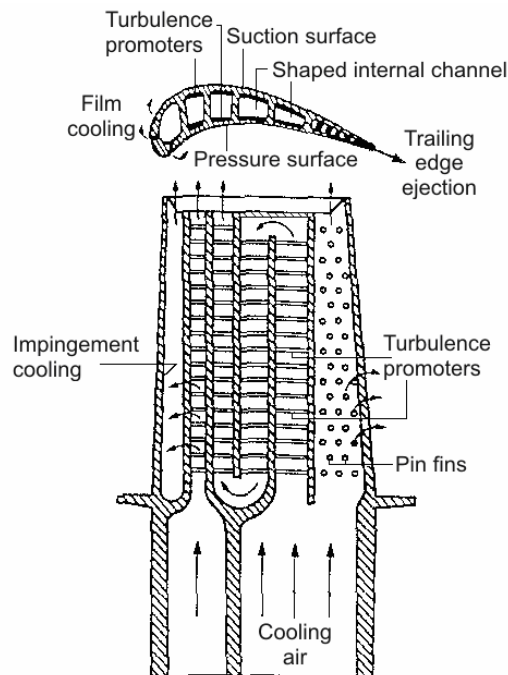


Fig. 1.2 Schema dei condotti di raffreddamento all'interno di una paletta rotorica di turbina.

I vantaggi derivanti dall'uso di questa apparecchiatura per le misure di temperatura risiedono essenzialmente nel fatto che il termografo ha una elevata risoluzione spaziale, permette di effettuare misure bidimensionali, non intrusive, ad alta frequenza e con una buona sensibilità termica; inoltre le immagini digitalizzate possono essere, più o meno facilmente, elaborate mediante un calcolatore elettronico.

La misura dei campi di moto è stata effettuata mediante l'utilizzo della tecnica *Particle Image Velocimetry* (PIV). Per ottenere misure di velocità con tale tecnica, occorre inserire nel flusso in esame delle piccole particelle traccianti che seguano fedelmente il moto del fluido. Con un fascio di luce laser impulsivo si illuminano le particelle traccianti appartenenti ad una sezione piana in due istanti di tempo successivi. Le immagini della luce diffusa dalle particelle traccianti sono acquisite con un sensore CCD e registrate sulla memoria di un computer in tempo reale. Per l'analisi delle visualizzazioni di flusso ottenute mediante tecnica PIV digitale si suddivide ciascuna immagine in aree di piccole dimensioni dette finestre o celle di interro-

gazione, sulle quali si assume che lo spostamento sia costante. Lo spostamento locale per ciascuna finestra di interrogazione è calcolato con strumenti statistici (auto o mutua correlazione), la proiezione del vettore velocità sul piano di misura, invece, si ottiene in maniera indiretta conoscendo l'intervallo di tempo tra i due impulsi di luce laser. Al contrario delle tecniche anemometriche che impiegano sonde, la PIV, utilizzando metodi ottici, è una tecnica non-intrusiva e consente di ottenere misure anche nel caso di flussi con velocità elevate. Al contrario delle tecniche di misura puntuali, la PIV fornisce la misura di mille o più vettori nello stesso istante di tempo, rendendo più agevole l'individuazione di strutture vorticosi anche in moti non stazionari.

Infine è d'uopo sottolineare che precise misure sperimentali, oltre a poter essere utilizzate direttamente dal progettista, possono essere anche di fondamentale importanza per verificare la correttezza delle modellazioni nei moderni codici di termofluidodinamica numerica.

2 PRECEDENTI STUDI ED ANALISI TEORICHE

In questo capitolo saranno esaminati i precedenti risultati sperimentali, numerici e teorici ottenuti dallo studio del campo termofluidodinamico che si realizza all'interno di canali con inversione ad "U" della corrente. Il capitolo è stato suddiviso in due sezioni: la prima riporta i risultati, riguardanti sia lo scambio termico che il campo di moto, relativi al caso di canale statico (assenza di rotazione), mentre la seconda comprende quelli relativi al caso di canale in rotazione. In letteratura sono numerosi i lavori che hanno studiato il comportamento termofluidodinamico del flusso all'interno di canali con inversione ad "U" della corrente con pareti lisce e/o dotate di promotori di turbolenza (*ribs*), sia nel caso statico che rotante. I risultati riportati in questi lavori riguardanti i canali dotati di *ribs* non verranno commentati in quanto esulano dall'argomento del presente lavoro.

2.1 Scambio termico e campo di moto in canali statici con inversione ad "U" della corrente

2.1.1 Considerazioni introduttive

Di seguito viene trattato lo scambio termico ed il campo di moto in condotti non rotanti, con sezione retta rettangolare ed inversione ad "U" della corrente. In questo caso, come mostrato nella Fig. 2.1, il flusso, che si suppone completamente sviluppato nella parte rettilinea d'ingresso, subisce una brusca inversione di direzione.

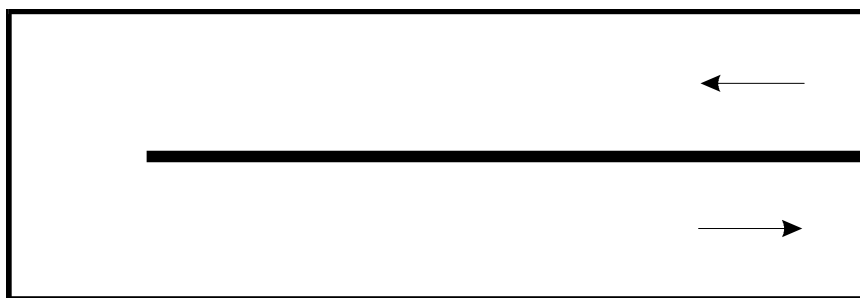


Fig. 2.1 Condotto con inversione ad "U" della corrente.

Un'analisi preliminare del fenomeno consente di individuarne alcune caratteristiche fondamentali:

- per moti turbolenti, il flusso a monte dell'inversione si presenta completamente sviluppato, se la lunghezza del condotto prima dell'inversione è sufficientemente grande ($> \approx 10D_e$), conseguentemente il numero di Nusselt ha raggiunto un valore che è

indipendente dall'ascissa e, per condizione di flusso termico costante alla parete, le temperature crescono linearmente, con quest'ultima;

- nella curva si ha la formazione di un moto secondario caratterizzato dalla presenza di una coppia di vortici contro-rotanti, noti in letteratura come vortici di Dean (1928), generata dal gradiente di pressione associato alla presenza, in questa regione, delle forze centrifughe. Questi vortici provocano un rimescolamento del fluido che inevitabilmente determina, nella curva e nel condotto d'uscita, un incremento di Nu rispetto ai valori relativi al moto completamente sviluppato;
- nella regione d'inversione e nella prima parte del condotto di ritorno sono possibili fenomeni di separazione e di riattacco del flusso con conseguente formazione di regioni di ricircolo ed aree in cui il fluido impinge sulle pareti;
- ad una certa distanza dalla regione d'inversione, il flusso ristabilisce le condizioni iniziali e le temperature recuperano il caratteristico andamento lineare lungo l'ascissa.

2.1.2 Precedenti studi

In questo paragrafo verranno descritti e commentati i lavori riguardanti lo scambio termico ed il campo di moto in canali statici con inversione ad "U" della corrente che, a partire della metà degli anni ottanta, hanno arricchito la letteratura scientifica. I commenti ai diversi lavori si succederanno secondo un ordine puramente cronologico.

Metzger ed i suoi collaboratori (1986) hanno svolto una serie di ricerche in cui riportano i valori medi dello scambio termico su regioni del tipo mostrato in Fig. 2.2. L'analisi è volta a determinare la sensibilità con cui varia il numero di Nusselt medio nelle regioni suddette, al mutare della geometria e per diversi valori del numero di Reynolds. È stato rilevato che il massimo valore del numero di Nusselt sulla parete superiore del condotto si raggiunge nella regione immediatamente a valle dell'inversione (regione 5); in particolare per condotto a sezione quadrata il valore raggiunto è triplo rispetto a quello di riferimento che è relativo al moto completamente sviluppato.

Han et al. (1988) hanno sviluppato un'indagine dettagliata fornendo l'andamento dello scambio di massa lungo tre linee discrete per canali con sezione quadrata lisci od in presenza di *ribs*. La tecnica adottata è quella che sfrutta la sublimazione della naftalina ed i risultati sono espressi in termini del numero di Sherwood normalizzato rispetto a quello previsto da una correlazione molto simile a quella di Dittus e Boelter. Il rapporto fra la larghezza del canale e quella della parete di separazione β è pari a quattro. Per Re pari a $3 \cdot 10^5$ seguendo la

linea più esterna, dall'ingresso del canale verso l'uscita, il numero di Sherwood prima decresce per lo sviluppo dello strato limite, poi rimane praticamente costante fino all'ingresso della curva dove in un primo momento aumenta in modo significativo a causa dei moti secondari e quindi diminuisce, in corrispondenza dell'angolo esterno. Ad una distanza di un diametro dopo la curva aumenta ancora raggiungendo un massimo il cui valore è più di due volte superiore a quello del moto completamente sviluppato. Secondo gli autori questo effetto è dovuto al flusso che viene forzato verso l'esterno all'uscita della curva. Il comportamento del profilo di Sherwood sulle altre due linee è simile; però, per la linea interna, la zona a basso scambio di massa si sposta in corrispondenza del secondo angolo interno. Al crescere del numero di Reynolds l'aumento dello scambio di massa nella zona della curva tende ad aumentare di meno.



Fig. 2.2 Suddivisione dell'area di misura e numerazione delle regioni. Metzger e Sahm (1986).

Anche Chyu (1991) ha condotto un'indagine sperimentale, basata sulla sublimazione della naftalina, che restituisce il valore medio del numero di Nusselt in regioni di estensione finita. Le prove sono state condotte sia su sistemi a due che a tre canali con sezione quadrata e $\beta = 4$. La descrizione qualitativa del flusso evidenzia regioni di ricircolazione dovute a separazione, punti di riattacco ed aree che risentono dell'effetto getto. Anche in questo caso il rapporto fra il numero di Sherwood massimo e quello relativo a moto completamente sviluppato è prossimo a due. Inoltre Chyu ha anche verificato che le caratteristiche della distribuzione del numero di Sherwood relative alla seconda curva sono molto simili a quelle della prima. Wang e Chyu (1992) hanno sviluppato uno studio numerico sull'argomento. La risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes attraverso uno schema alle differenze finite, ha restituito una predizione del flusso tridimensionale per tre diverse configurazioni della regione d'inversione ad un prefissato valore del Re . Per quanto riguarda lo scambio termico, in corrispondenza dell'inversione "dolce", con raccordo semicircolare, l'aumento percentuale del Nusselt è meno elevato rispetto al corrispondente caso d'inversione "brusca" con spigoli vivi.

Arts et al. (1992) hanno effettuato un'indagine su un condotto con due passaggi misurando la distribuzione superficiale del numero di Nusselt e le velocità del flusso d'aria all'interno del canale. Le misure sono state effettuate sia su condotti a sezione quadrata che rettangolare con rapporto tra altezza e larghezza pari a 0.5; in entrambi i casi β vale 5. La misura del numero di Nusselt è stata effettuata tramite la tecnica di misura *heated thin foil*, associata alla scansione del campo di temperatura mediante cristalli liquidi; le misure di velocità sono state ottenute tramite un sistema anemometrico laser doppler.

Il *thin foil* è stato realizzato mediante un sottile foglio di INCONEL, che funge da elemento resistivo, ricoperto con un foglio di cristalli liquidi termosensibili. L'utilizzo di tali sensori è più appropriato per scopi di visualizzazione del flusso che per misure quantitative a causa del limitato intervallo di temperature in cui possono operare i cristalli liquidi e del limitato numero di isoterme visualizzabili contemporaneamente.

Per l'analisi quantitativa dello scambio termico il coefficiente di scambio termico convettivo viene calcolato come:

$$h = \frac{q_j - q_k - q_r}{T_w - T_R}$$

dove q_j è la potenza termica per unità di area fornita per effetto Joule, q_k e q_r sono le potenze perse per conduzione in direzione normale alla parete ed irraggiamento e la T_R è assunta pari alla temperatura media tra le condizioni d'ingresso e d'uscita del condotto.

Gli autori osservano una notevole similitudine dei risultati per entrambi i tipi di sezione del condotto. Le mappe del Nu per quello rettangolare sono mostrate in **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata.**, sempre in termini normalizzati rispetto alla relazione di Dittus e Boelter. Da queste mappe si possono ricavare le seguenti informazioni:

- la distribuzione del numero di Nusselt risulta abbastanza uniforme fino all'ingresso della curva soprattutto nel caso di $Re = 18000$;
- nel 1° angolo esterno una regione con bassi valori dello scambio termico sembra evidenziare una zona di ricircolazione;
- un'altra regione dello stesso tipo è visualizzata a valle della parete divisoria, in prossimità del secondo angolo interno;
- una regione con valori elevati dello scambio termico è situata subito a valle di questa zona di ricircolazione;

- sulla parete esterna a valle del 2° angolo, i valori elevati del numero di Nusselt sono giustificati da un probabile effetto getto: il flusso viene deviato dando luogo ad intensi moti secondari;
- il flusso tende a ripristinare le condizioni uniformi nel canale di ritorno.

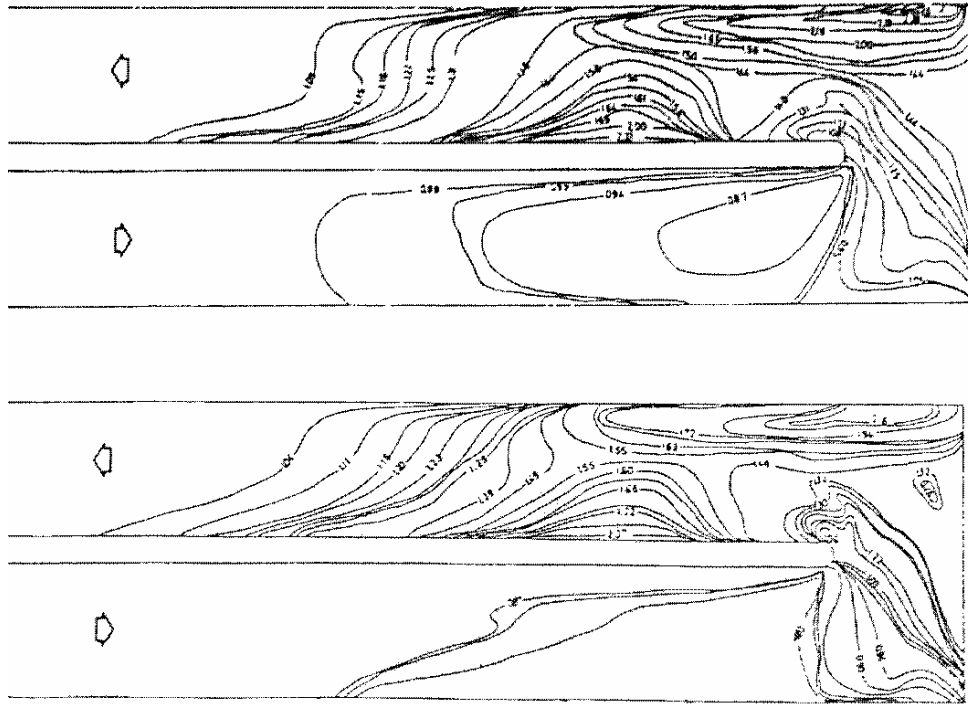


Fig. 2.3 Mappe di Nu rispettivamente in alto per $Re = 18000$ ed in basso per $Re = 35000$. Arts et al. (1992).

Per meglio evidenziare la complessità di tali moti del fluido si rimanda allo schema di Fig. 2.4, riportato da Arts et al. (1992), dove è chiaramente visibile la zona di separazione a subito a valle della parete divisoria ed il vortice che provoca un innalzamento dello scambio termico sulla parete esterna.

Il lavoro Arts et al. (1992), benché fornisca una descrizione abbastanza dettagliata del fenomeno, presenta alcune anomalie relative all'apparato sperimentale. Poiché l'intervallo di temperature in cui operano i cristalli liquidi è limitato, è necessario variare l'alimentazione elettrica dell'elemento resistivo durante gli esperimenti; conseguentemente gli autori non sono in grado di calcolare la temperatura di mescolamento adiabatico locale del fluido e questo provoca l'asimmetria dei risultati nel canale d'ingresso ed uscita. Questa asimmetria è tanto più elevata quanto maggiore è la potenza riscaldante.

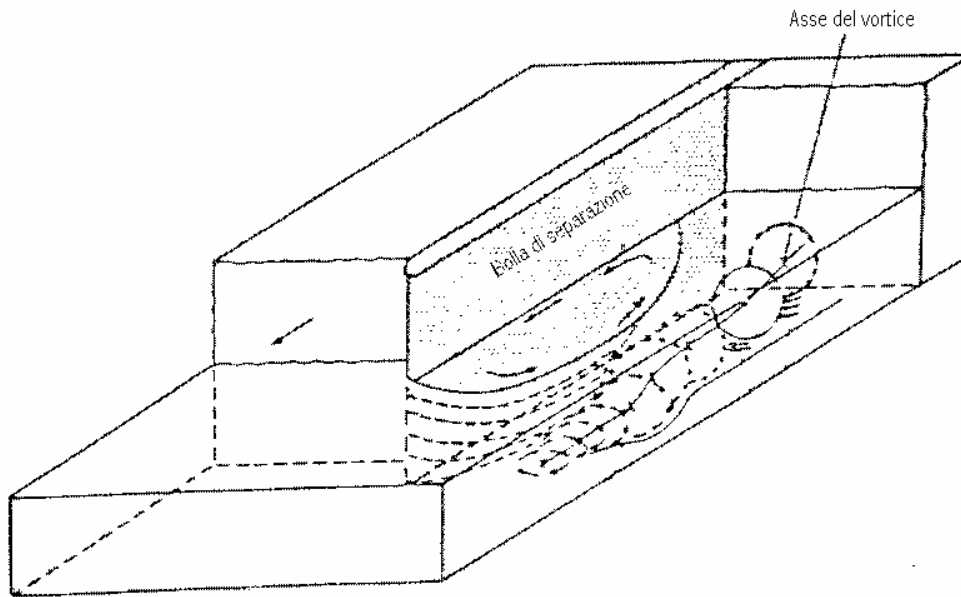


Fig. 2.4 Bolla di separazione e vortici nel canale di ritorno. Arts et al. (1992).

Questa anomalia è presente anche nel lavoro effettuato da Lau et al. (1994) che, utilizzando la stessa tecnica, hanno eseguito le misure quantitative dello scambio termico convettivo per un sistema con quattro passaggi consecutivi aventi diversi rapporti fra le dimensioni della sezione. Nell'ambito di questa ricerca sono state rilevate caratteristiche essenzialmente concordanti con quelle degli sperimentatori precedenti. In particolare è stato osservato che il numero di Nusselt esibisce escursioni crescenti al diminuire del numero di Reynolds. Gli autori però, per ottenere un flusso di calore uniforme alla parete del condotto, riscaldano anche in corrispondenza della parete divisoria inducendo, in questo modo, una distribuzione non simmetrica delle mappe di Nu .

Di notevole interesse sono i risultati degli esperimenti ottenuti da Ekkad e Han (1994, 1995) con la tecnica della parete seminfinita associata all'uso di cristalli liquidi termosensibili per la scansione delle temperature, in regime instazionario. Il sistema di prova è costituito da un condotto con due passaggi a sezione quadrata con $\beta = 5$. La tecnica utilizzata permette di effettuare misure locali che consentono di individuare il campo di moto anche in prossimità della parete come si può vedere in Fig. 2.5, dove si ritrovano gli effetti descritti in precedenza. I valori del numero di Nusselt nel canale d'ingresso sono in buon accordo con la correlazione di Dittus e Boelter corrispondente al flusso completamente sviluppato.

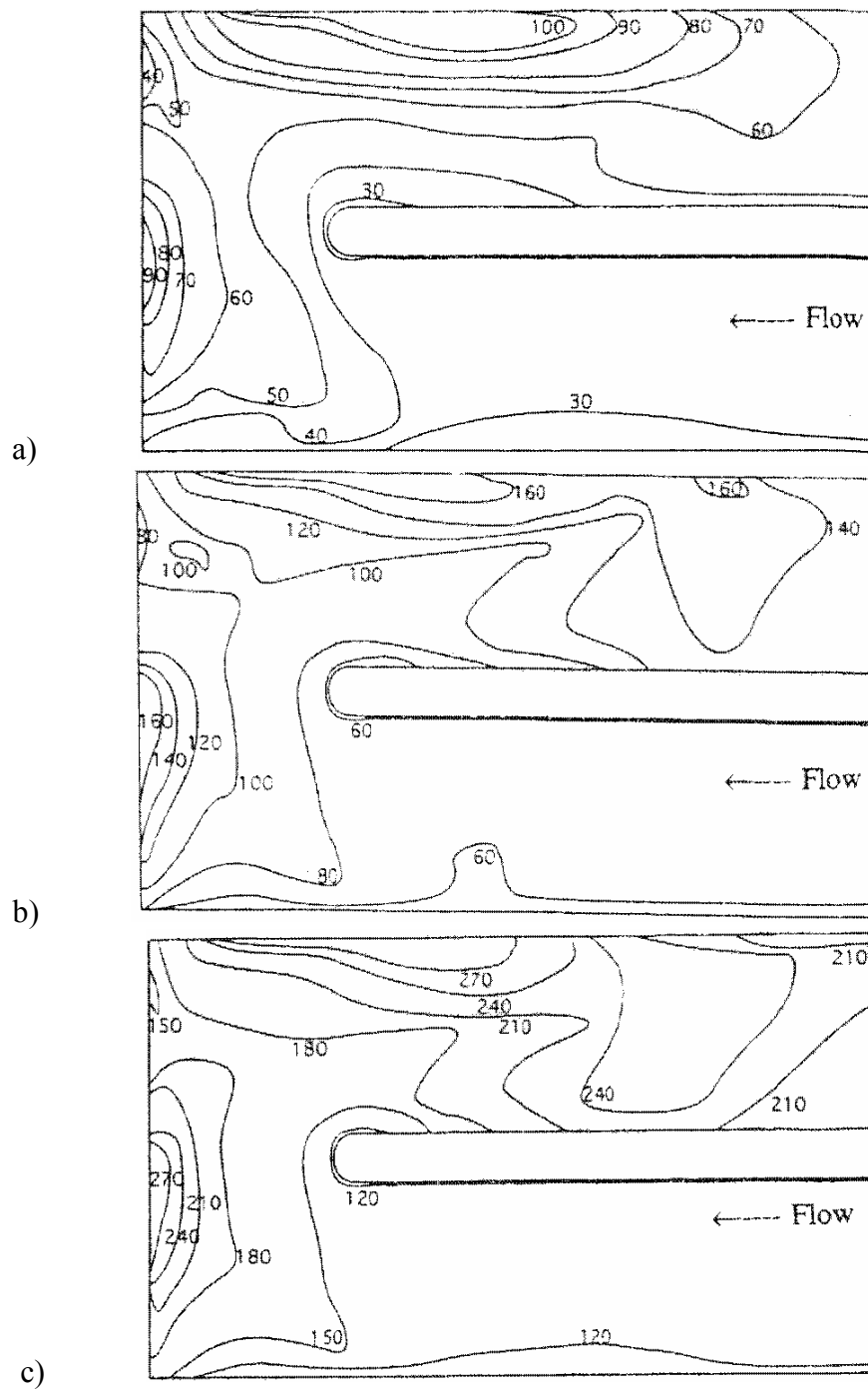


Fig. 2.5 Distribuzioni del numero di Nu : a) $Re = 10000$, b) $Re = 25000$, c) $Re = 50000$. Ekkan e Han (1994).

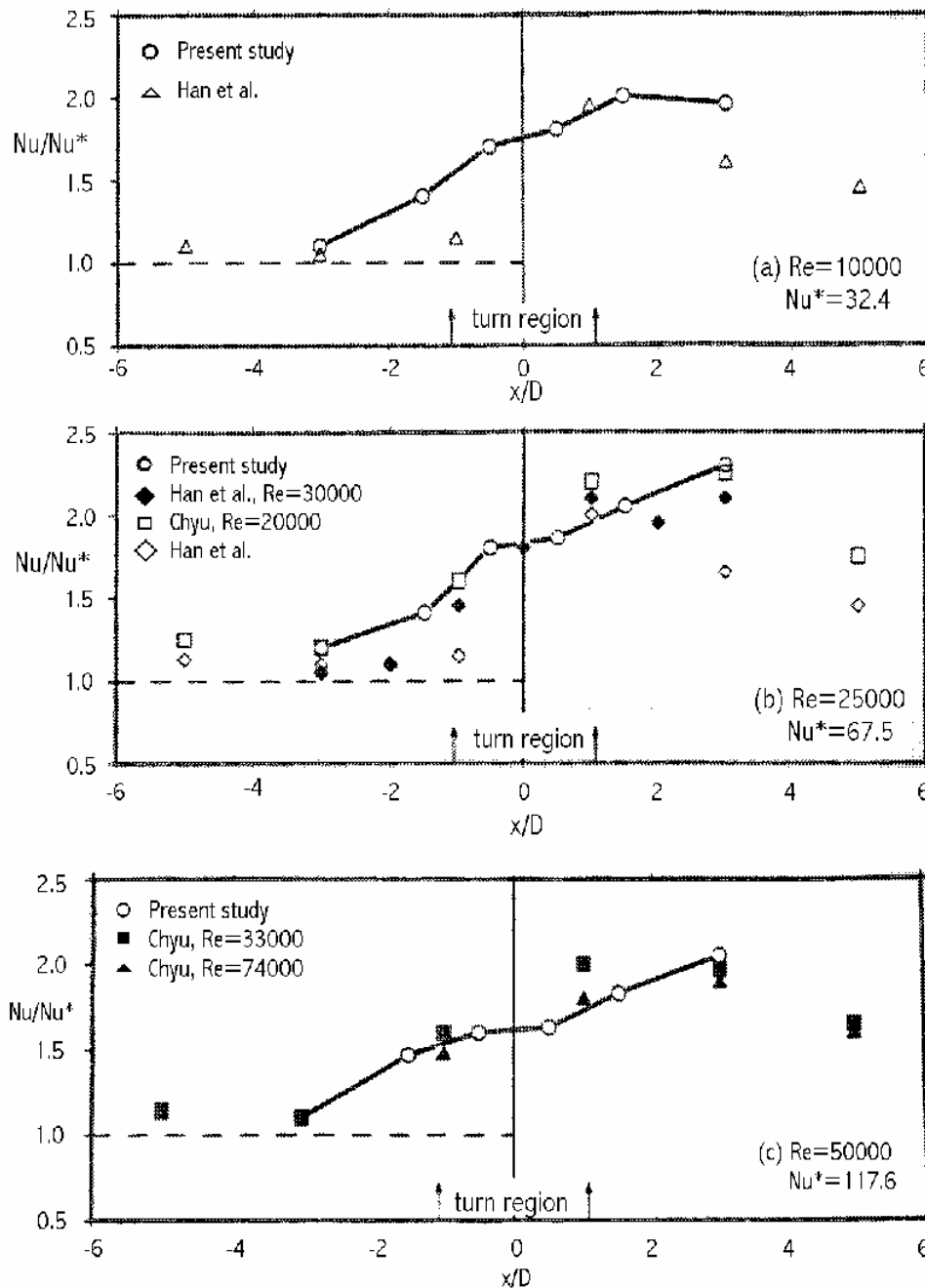


Fig. 2.6 Valori medi del Nu . Ekkad e Han (1994).

I valori del numero di Nusselt sono stati anche mediati su aree del tipo di Fig. 2.2 per permettere un confronto con i risultati di altri autori ed in Fig. 2.6 si può notare il buon accordo con gli esperimenti precedenti.

Kiml et al. (1998) hanno utilizzato diverse centinaia di termocoppie per misurare lo scambio termico in un canale, a sezione quadrata di lato pari a $44mm$, ed avente una parete divisoria con uno spessore pari al lato ($\beta=1$). Le termocoppie sono state disposte, per ognuna delle quattro superfici interne del canale, lungo 5 file. Le prove di misura dello scambio termico sono state condotte a $Re=5000$ ed al fine di giustificare le distribuzioni del coefficiente-

te di scambio termico convettivo sono state effettuate delle visualizzazioni del campo di moto, sia principale che secondario, in regime laminare ($Re=400$) usando della paraffina come tracciante. In Fig. 2.7 sono riportati gli andamenti, lungo la direzione del flusso principale, del numero di Nusselt normalizzato mediante la correlazione di Dittus e Boelter relativi alle pareti interna (parete del setto), esterna ed alle due pareti laterali. Dalle Fig. 2.7b e Fig. 2.7c si osserva che sulle pareti interna ed esterna gli andamenti del Nu/Nu^* non mostrano significative variazioni lungo la direzione normale al flusso. Analogo andamento è stato riscontrato sulle pareti laterali (Fig. 2.7a) del canale di ingresso dove si sono misurati valori di Nu/Nu^* prossimi all'unità. Sulle pareti laterali il Nu/Nu^* presenta lungo le cinque linee, posizionate nella regione d'inversione e nel condotto d'uscita, un analogo andamento con valori crescenti spostandosi dalla parete interna verso quella esterna. Il massimo valore del Nu/Nu^* , sei volte maggiore di quello rilevato nel canale d'ingresso, è stato misurato sulle pareti laterali all'uscita della curva, lungo la linea di termocoppie posta vicino alla parete esterna (Fig. 2.7a). Ciò è dovuto al fatto che i vortici contro rotanti che si formano in prossimità della parete esterna della regione d'inversione, si spostano nel secondo passaggio rafforzandosi. Infatti vengono accelerati a causa della zona di ricircolo presente all'inizio del canale di uscita vicino alla parete del setto divisorio. Inoltre le visualizzazioni del campo di moto in regime laminare hanno messo in evidenza una spiccata tridimensionalità del flusso caratterizzato da numerose strutture vorticosi simmetriche.

Liou et al. (1998) hanno utilizzato un modello monodimensionale di scambio termico conduttivo su parete solida seminfinita associato alla scansione delle temperature superficiali mediante la tecnica dei cristalli liquidi, per analizzare gli effetti prodotti da diversi spessori del setto divisorio sulla distribuzione del coefficiente di scambio termico convettivo. In particolare la ricerca ha analizzato le distribuzioni del coefficiente di scambio termico convettivo ottenute simulando un numero di Reynolds pari a 12000 ed utilizzando tre differenti spessori del setto divisorio: $W_D^*=0.10, 0.25$ e 0.5 .

$$W_D^* = W_D / (W_1 + W_2)$$

dove W_D rappresenta lo spessore del setto e W_1, W_2 sono, rispettivamente, l'altezza ($25mm$) e la larghezza ($25mm$) della sezione del canale. Essendo W_D^* pari a $1/(2\beta)$, le tre geometrie studiate dagli autori possono essere anche contraddistinte da β rispettivamente uguale a $0.2, 0.5$ e 1 .

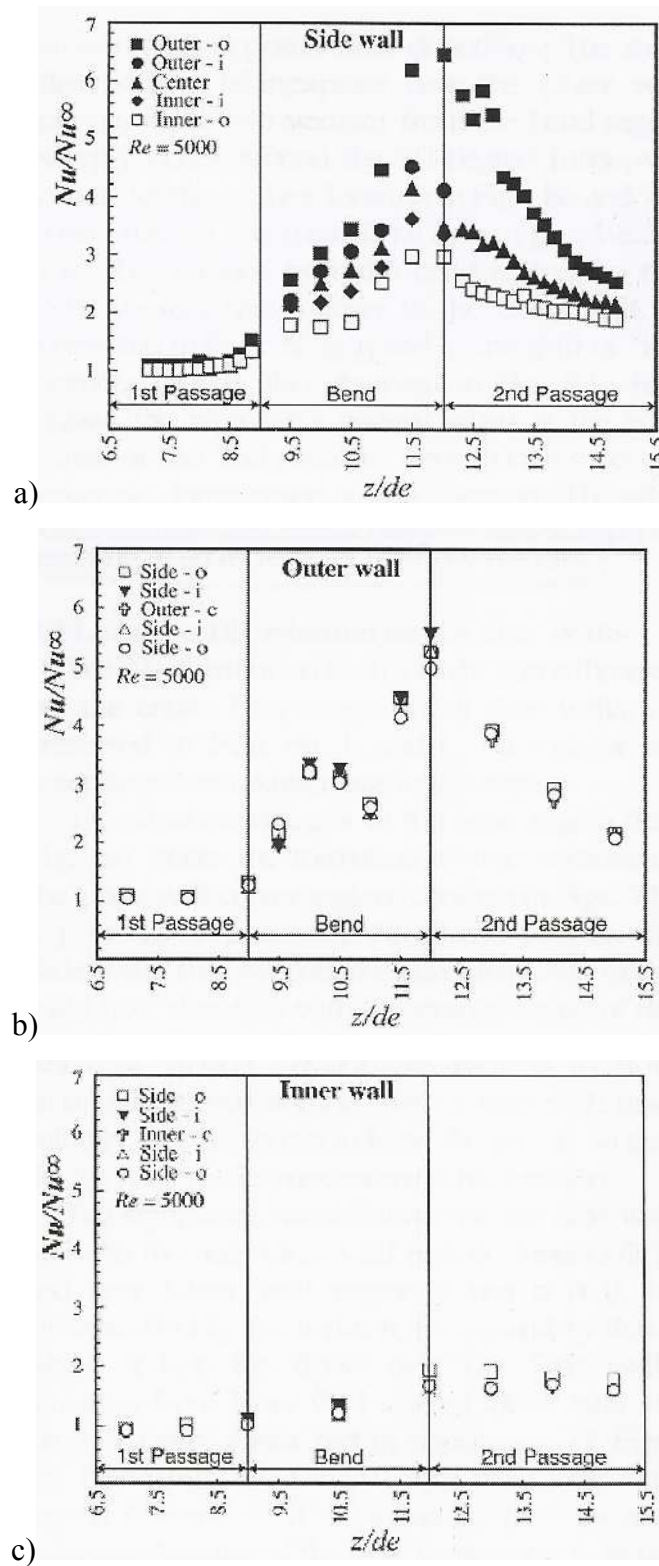


Fig. 2.7 Distribuzioni del Nusselt medio ($Re=5000$): a) parete laterale, b) parete esterna, c) parete interna. Kiml et al. (1998).

Dalle mappe riportate in Fig. 2.8 si osserva che lo spessore del setto non influenza lo scambio termico nel canale d'ingresso, dove per tutti i W_D^* sperimentati si sono misurati valori prossimi all'unità. Lungo la parete frontale della curva e lungo la parete esterna del canale d'uscita si osserva una zona abbastanza estesa ad elevato scambio termico (Fig. 2.8a) che all'aumentare di W_D^* varia leggermente la sua forma divenendo meno intensa (Fig. 2.8b e Fig. 2.8c). I valori più elevati del numero di Nusselt normalizzato misurato sulle pareti laterali risultano 5.1, 4.5 e 3.4 per W_D^* rispettivamente pari a 0.10, 0.25 e 0.50. Sulla parete frontale della curva, le mappe del coefficiente di scambio termico convettivo (Fig. 2.9) mostrano, per ogni W_D^* sperimentato, delle distribuzioni molto simili caratterizzate dalla presenza di due zone ad elevato scambio termico posizionate rispettivamente nella zona centrale della parete frontale e vicino alla parete esterna del condotto d'uscita. I valori più elevati del numero di Nusselt normalizzato misurati sulla parete frontale della curva risultano 4.3, 4.3 e 3.3 per W_D^* rispettivamente pari a 0.10, 0.25 e 0.50. Sulla parete esterna del condotto d'uscita (Fig. 2.10) le mappe relative a W_D^* uguale a 0.10 e 0.25 mostrano una zona ad alto scambio termico avente, per entrambi i casi, un'estensione simile; mentre per W_D uguale a 0.50 questa zona ad elevato scambio termico subisce una riduzione di dimensioni. Il valore più elevato del numero di Nusselt normalizzato misurato sulla superficie esterna del canale d'uscita risulta 3.4 per tutti W_D^* sperimentati.

Le distribuzioni del numero di Nusselt (Fig. 2.11b), mediato sulle 11 zone che suddividono la regione di misura lungo la direzione del flusso (Fig. 2.11a), mostrano sulle pareti laterali, per W_D^* pari a 0.25 e 0.5, un massimo immediatamente all'uscita della curva mentre per $W_D^*=0.10$ il massimo diminuisce e tende a spostarsi verso valle. Lungo la parete esterna del condotto d'uscita (Fig. 2.11c) il numero di Nusselt normalizzato mostra un andamento decrescente con valori che diminuiscono all'aumentare del W_D^* ; mentre sulla parete frontale non si rilevano significative variazioni.

La tecnica della sublimazione della naftalina è stata utilizzata da Kukreja et al. (1998) per ottenere distribuzioni del coefficiente di scambio termico convettivo caratterizzate da un'elevata risoluzione spaziale. Dalle simulazioni effettuate a Re pari a 5500, 10000 e 14500 gli autori hanno osservato che lo Sh/Sh^* assume valori prossimi all'unità nel canale d'ingresso; questi valori aumentano nella curva e nel canale d'uscita. Infatti zone ad intenso scambio di massa sono state rilevate nelle vicinanze della parete frontale della prima parte della curva, lungo la parete esterna della seconda parte della curva e del condotto d'uscita ed infine lungo la parete del setto divisorio del canale d'uscita. Inoltre è stato osservato che

all'aumentare del Re e quindi della portata, sia nella curva che nel condotto d'uscita, lo scambio termico peggiora.

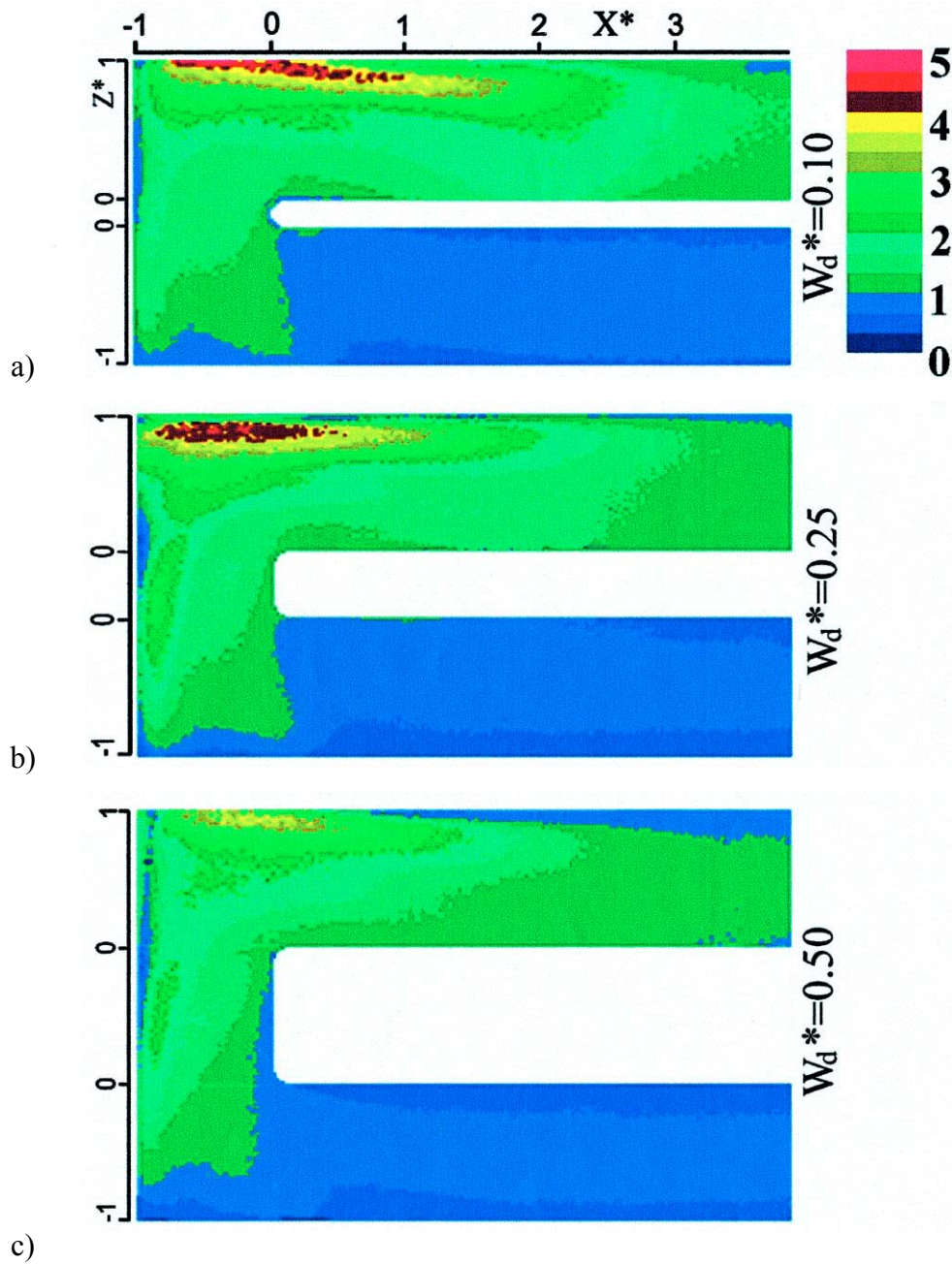


Fig. 2.8 Distribuzioni locali del numero di Nusselt normalizzato ($Re=12000$) sulle pareti laterali: a) $W_d^*=0.10$, b) $W_d^*=0.25$, c) $W_d^*=0.5$. Liou et al. (1998).

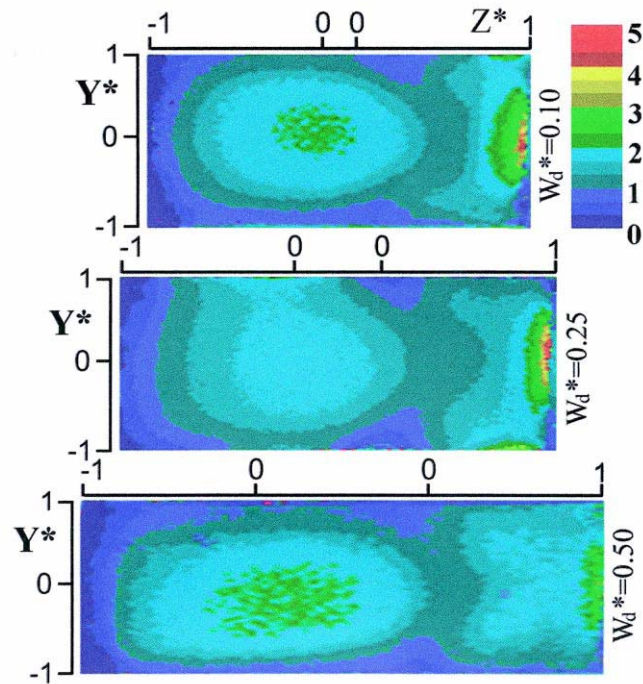


Fig. 2.9 Distribuzioni locali del numero di Nusselt normalizzato ($Re=12000$) relative alla parete frontale della curva, per i tre W_D^* sperimentati. Liou et al. (1998)..

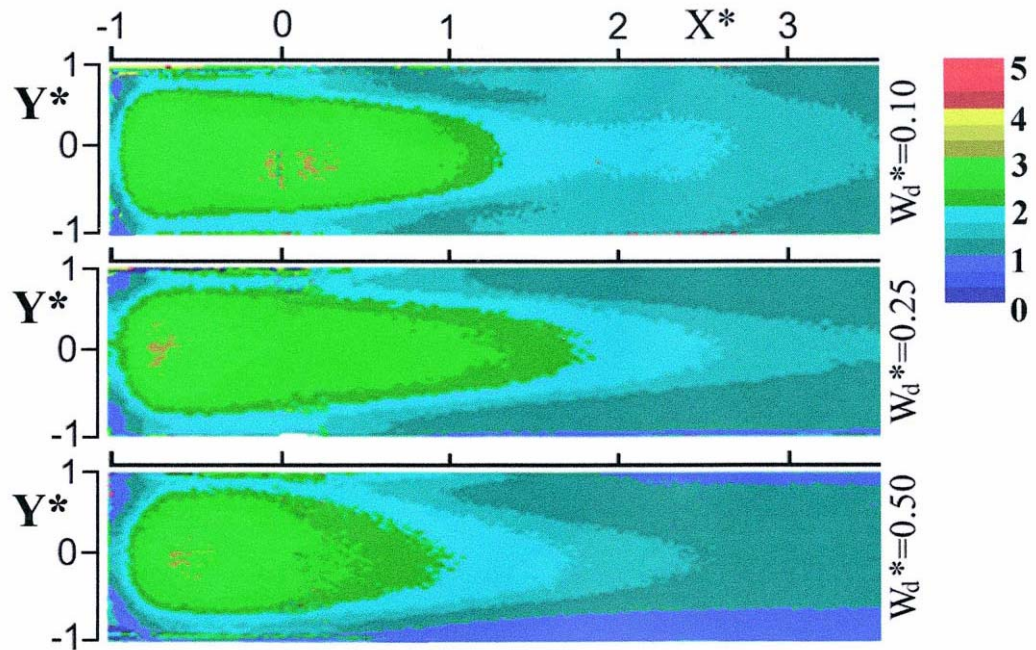


Fig. 2.10 Distribuzioni locali del numero di Nusselt normalizzato ($Re=12000$) relative alla parete esterna del canale d'uscita, per i tre W_D^* sperimentati. Liou et al. (1998).

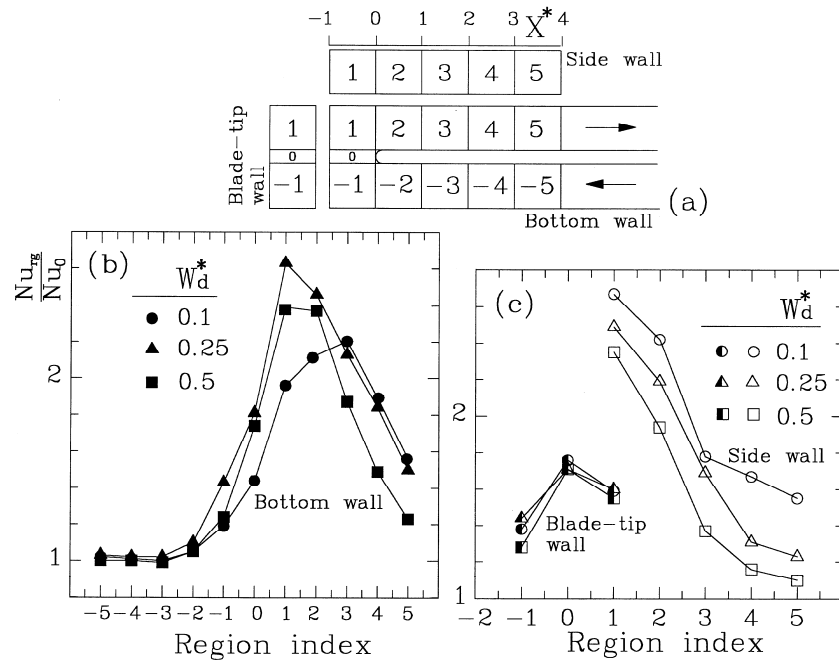


Fig. 2.11 Distribuzioni, in forma integrale, del numero di Nusselt normalizzato ($Re=12000$). Liou et al. (1998).

La tecnica Laser Doppler Anemometry (LDA) e la tecnica dei cristalli liquidi sono state implementate da Iacovides et al. (1999) per studiare il comportamento termofluidodinamico del flusso all'interno di un canale con inversione ad "U" della corrente. Il canale è a sezione quadrata di lato pari a $50mm$, il setto di separazione è spesso $15mm$ ($\beta=3.3$), gli angoli esterni della curva sono a spigolo vivo mentre gli angoli dell'apice del setto sono smussati. Nel caso statico le prove di scambio termico e di campo di moto sono state effettuate a $Re=30000$.

Il campo di moto principale misurato nel piano di simmetria (Fig. 2.12) ha evidenziato i seguenti aspetti:

- nel canale d'ingresso in prossimità dell'apice del setto si vede un lieve accelerazione del flusso;
- nella curva, nelle vicinanze dei due angoli esterni, si osserva la presenza di due bolle di ricircolo;
- una terza bolla di ricircolo si trova immediatamente dopo la curva vicino l'apice del setto.

Misure LDA sono state condotte anche in piani ortogonali al piano principale di simmetria del canale, lungo la linea centrale che congiunge le due pareti laterali. Le regioni interessate da queste misure sono: il condotto d'ingresso, il condotto d'uscita e la curva (Fig. 2.13). Nel canale d'ingresso (Fig. 2.13) il profilo di velocità esibisce il classico andamento del moto

turbolento completamente sviluppato, mentre nella curva i tre profili di velocità relativi ad i piani posizionati rispettivamente a $\theta=45^\circ$, $\theta=90^\circ$ e $\theta=135^\circ$ non presentano un andamento simmetrico. Durante delle prove di visualizzazione di flusso con iniezione di inchiostro, gli autori hanno osservato che le bolle di ricircolo, presenti in corrispondenza degli angoli esterni, essendo instabili, distruggono la simmetria del flusso attraverso la curva. La simmetria viene nuovamente recuperata nel canale d'uscita dove gli autori dichiarano, senza riportare i dati nell'articolo, di aver misurato livelli di turbolenza più elevati.

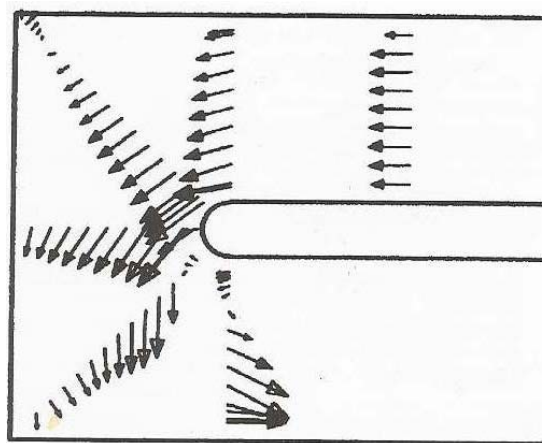


Fig. 2.12 Campo di moto medio principale nel piano di simmetria geometrica del canale ($Re=30000$). Iacovides et al. (1999).

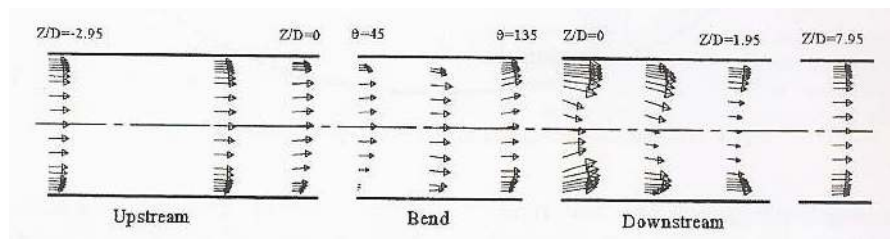


Fig. 2.13 Campo di moto medio principale ($Re=30000$) misurato in piani ortogonali al piano principale di simmetria del canale, lungo la linea centrale che congiunge le due pareti laterali. Iacovides et al. (1999).

Le misure di scambio termico hanno evidenziato nel canale d'ingresso un numero di Nusselt maggiore del 25% di quello predetto dalla relazione di Kays e Crawford ($Nu=0.0155Re^{0.83}Pr^{0.5}$). Gli autori giustificano questa discrepanza col fatto che nel canale d'ingresso sono stati misurati livelli di turbolenza maggiori di quelli che caratterizzano il moto in condotti rettilinei. Dalla mappa riportata in Fig. 2.14 si osserva, sulla parete frontale della curva, una zona ad elevato scambio termico caratterizzata da valori più intensi in prossimità dei due angoli esterni. Secondo Iacovides et al. (1999) l'intensificazione dello scambio

termico, rilevato in prossimità del primo angolo esterno, è probabilmente associata agli elevati livelli di turbolenza dovuti a fenomeni di separazioni del flusso. Nella curva e nel canale d'uscita il numero di Nusselt è mediamente più elevato di quello relativo al canale d'ingresso questo, secondo gli autori, è dovuto ad i moti secondari indotti dalla curva che, persistendo anche nel canale d'uscita, convogliano fluido freddo dall'interno del flusso verso le pareti laterali riscaldate.

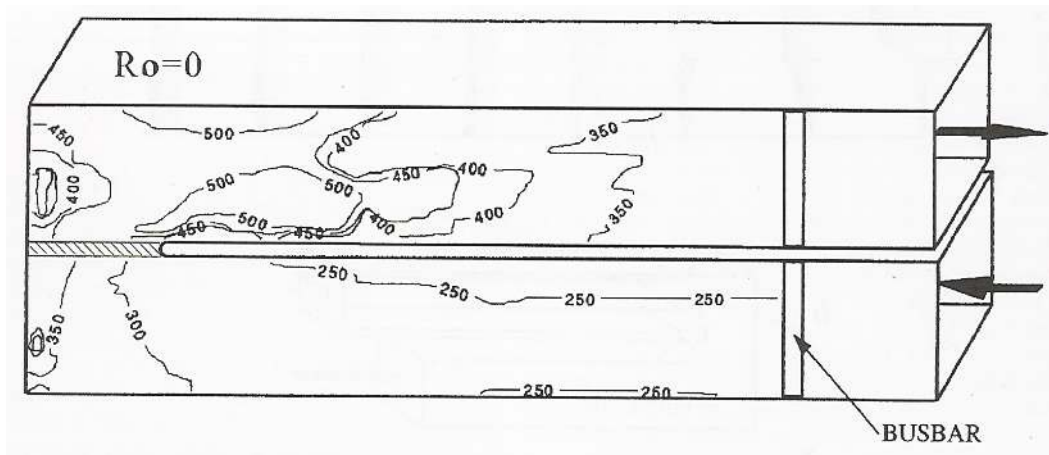


Fig. 2.14 Distribuzione locale del numero di Nusselt ($Re=30000$ e $Pr=5.9$). Iacovides et al. (1999).

Liou e Chen (1999a), utilizzando la tecnica Laser Doppler Velocimetry (LDV), hanno analizzato il campo di moto, sia principale che secondario, in un canale a sezione quadrata con inversione ad "U" della corrente. Le caratteristiche del campo di moto principale risultano simili a quelle individuate da Iacovides et al. (1999); mentre, per quanto riguarda il campo di moto secondario, gli autori hanno visualizzato e misurato (Fig. 2.15a), nella regione d'inversione, i vortici di Dean e ne hanno seguito l'evoluzione nel condotto d'uscita. Nel piano posizionato subito dopo la sezione d'uscita della curva (Fig. 2.15b), si osserva che l'ampia zona di ricircolo, presente a valle della curva lungo la parete del setto divisorio, costringe questi vortici a schiacciarsi verso gli angoli formati dalle pareti laterali con la parete esterna.

Nei diagrammi di Fig. 2.16 sono riportati gli andamenti delle fluttuazioni medie della componente della velocità lungo l'asse del canale, relativi a diverse stazioni posizionate nel condotto d'ingresso e d'uscita. Nel canale di ingresso (Fig. 2.16a) si osserva che i livelli di turbolenza risultano costanti, con valori molto bassi, nella zona centrale del canale mentre aumentano lievemente in prossimità delle pareti. Nel condotto d'uscita (Fig. 2.16b), fino a circa 4 diametri idraulici a valle dell'apice del setto, i livelli di turbolenza risultano essere significativamente più elevati di quelli misurati nel condotto d'ingresso. I valori maggiori

sono stati misurati nella zona centrale e dalla Fig. 2.16b si osserva anche che variando $X^*=x/D$ da 0.1 a 0.5 il massimo della fluttuazione si sposta verso la parete esterna mentre variando $X^*=x/D$ da 0.5 a 2 il massimo si sposta verso la parete del setto. Da ciò si evince che i livelli di turbolenza più intensi circondano lo “*shear layer*” della bolla di ricircolo presente sulla parete interna del canale d’uscita.

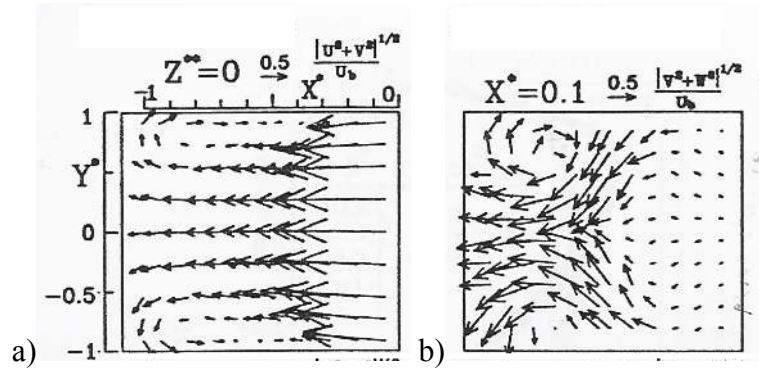


Fig. 2.15 Campi di moto medi secondari ($Re=14000$) misurati: a) nella regione d’inversione, b) nel canale d’uscita subito a valle della sezione d’uscita della curva. Liou e Chen (1999a).

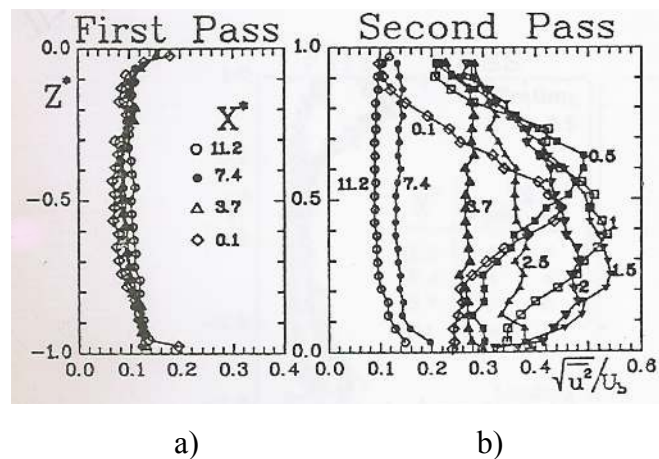


Fig. 2.16 Profili delle fluttuazioni medie della componente della velocità assiale ($Re=14000$), relativi a stazioni posizionate: a) nel canale d’ingresso, b) nel canale d’uscita. Liou e Chen (1999a).

Nello stesso anno Liou e Chen (1999b) hanno pubblicato un altro lavoro nel quale hanno riportato i risultati ottenuti da misure di scambio termico, espresse in forma integrale, effettuate mediante l’utilizzo di termocoppie. Al fine di comprendere la fenomenologia che governa lo scambio termico, gli autori hanno effettuato visualizzazioni di flusso con la tecnica della “*smoke visualization*” e misure quantitative di velocità con la tecnica LDV.

I valori del Nu (Fig. 2.17) misurati nel canale d’ingresso risultano essere in accordo con quelli previsti dalla relazione di Dittus-Boelter. Nel canale d’uscita, invece, i valori del rapporto tra

il Nu valutato sperimentalmente e quello ottenuto dalla relazione di Dittus-Boelter risultano pressoché costanti all'aumentare del numero di Reynolds. Ciò sembra non essere in accordo con i risultati presenti in letteratura.

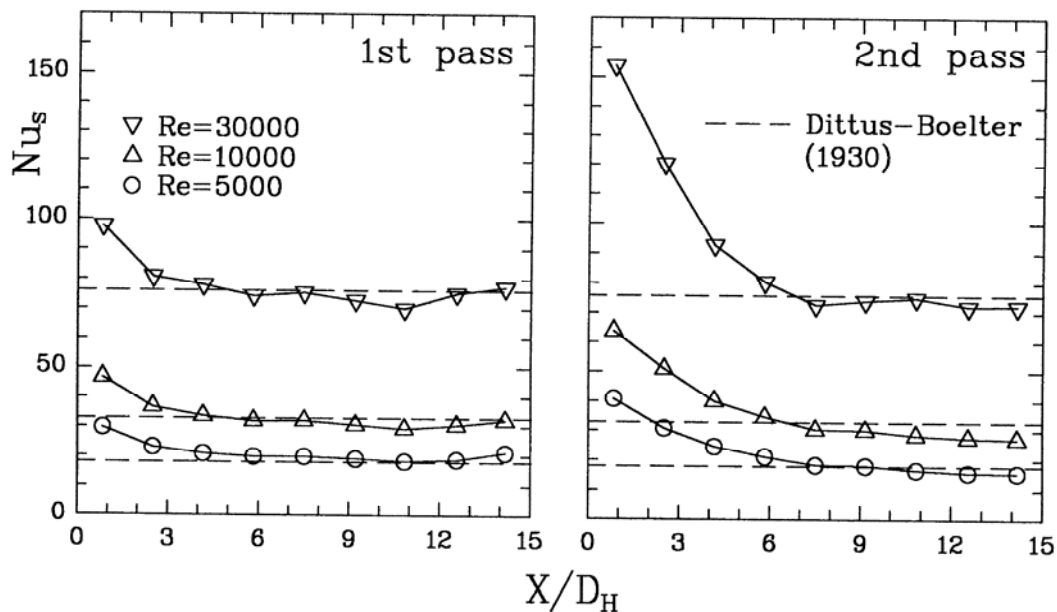


Fig. 2.17 Distribuzioni del numero di Nusselt medio relative al primo ed al secondo passaggio del canale. Liou e Chen (1999b).

Le visualizzazioni di flusso effettuate con la tecnica della “smoke visualization” hanno messo in evidenza all'ingresso del canale d'uscita la formazione di un'altra coppia di vortici contro rotanti posizionati lungo la parete del setto divisorio (Fig. 2.18).

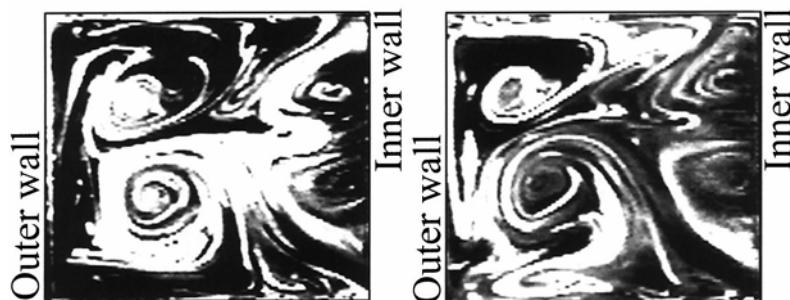


Fig. 2.18 Visualizzazioni del campo di moto secondario relative al piano posto all'uscita della curva. Liou e Chen (1999b).

L'interazione di questi due vortici con l'altra coppia di vortici, disposta in prossimità degli angoli formati dalla parete esterna con le pareti laterale, favorisce un incremento del livello di turbolenza (TKE). Infatti si passa da valori prossimi all'2-3% misurati in prossimità dell'apice del setto a valori del 20-24% misurati a valle della estesa zona di ricircolo presente nel canale d'uscita (Fig. 2.19).

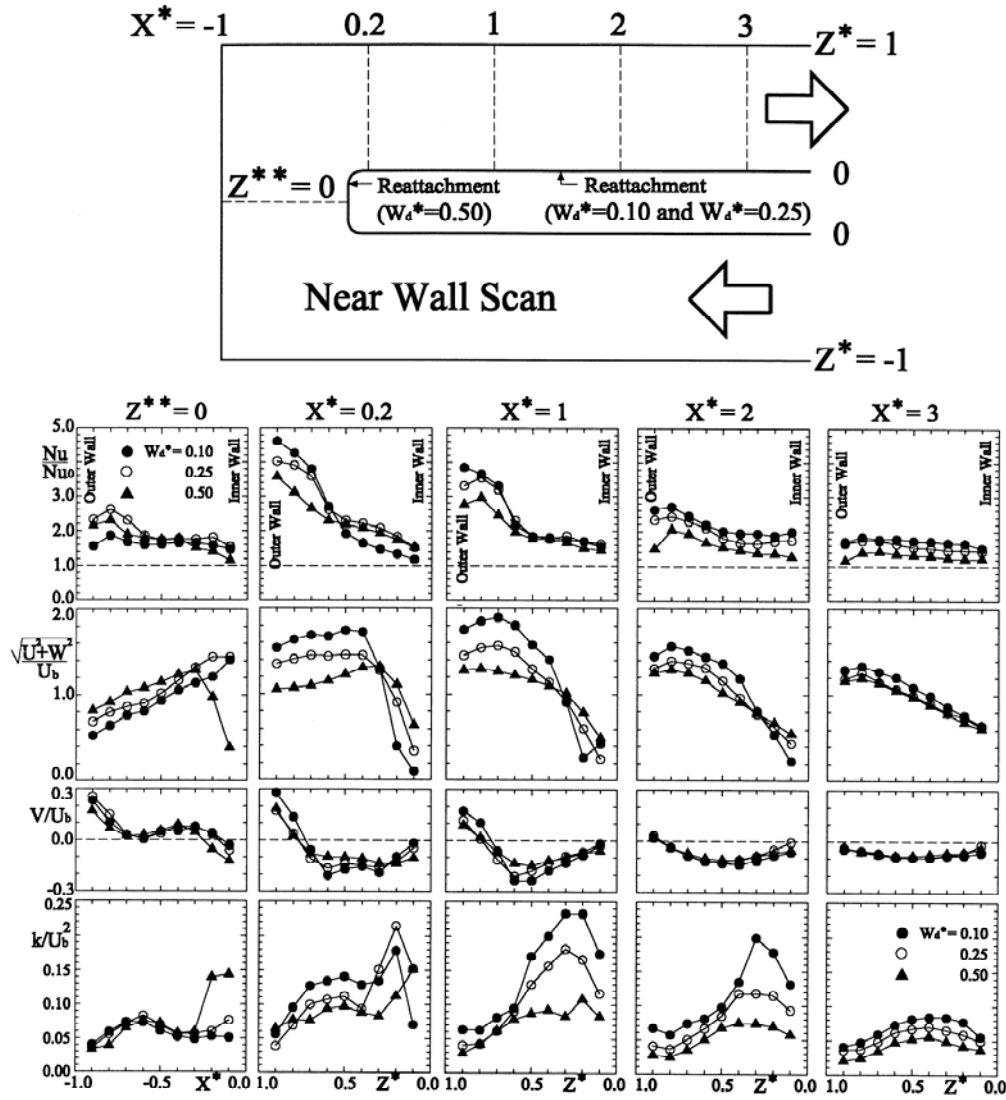


Fig. 2.20 Distribuzioni lungo la direzione ortogonale al flusso di Nu/Nu^* , $\left(\sqrt{(u^2 + w^2)}/U_b\right)$, v/U_b , k/U_b^2 relative alle seguenti stazioni: a) $Z^{**}=0$, b) $X^*=0.2$, c) $X^*=1$, d) $X^*=2$, e) $X^*=3$. Liou et al. (2000).

Misure di scambio termico convettivo da un'elevata risoluzione spaziale sono state effettuate da Astarita e Cardone (2000), i quali hanno utilizzato la tecnica “*Heated Thin Foil*” associata alla scansione delle temperature superficiali con il termografo ad infrarossi. Gli autori hanno studiato gli effetti prodotti sulla distribuzione del coefficiente di scambio termico convettivo dalle variazioni del numero di Reynolds e dell'aspect ratio (AR) per due diverse condizioni di riscaldamento: simmetrico (entrambi le pareti laterali riscaldate) e asimmetrico (una sola parete laterale riscaldata).

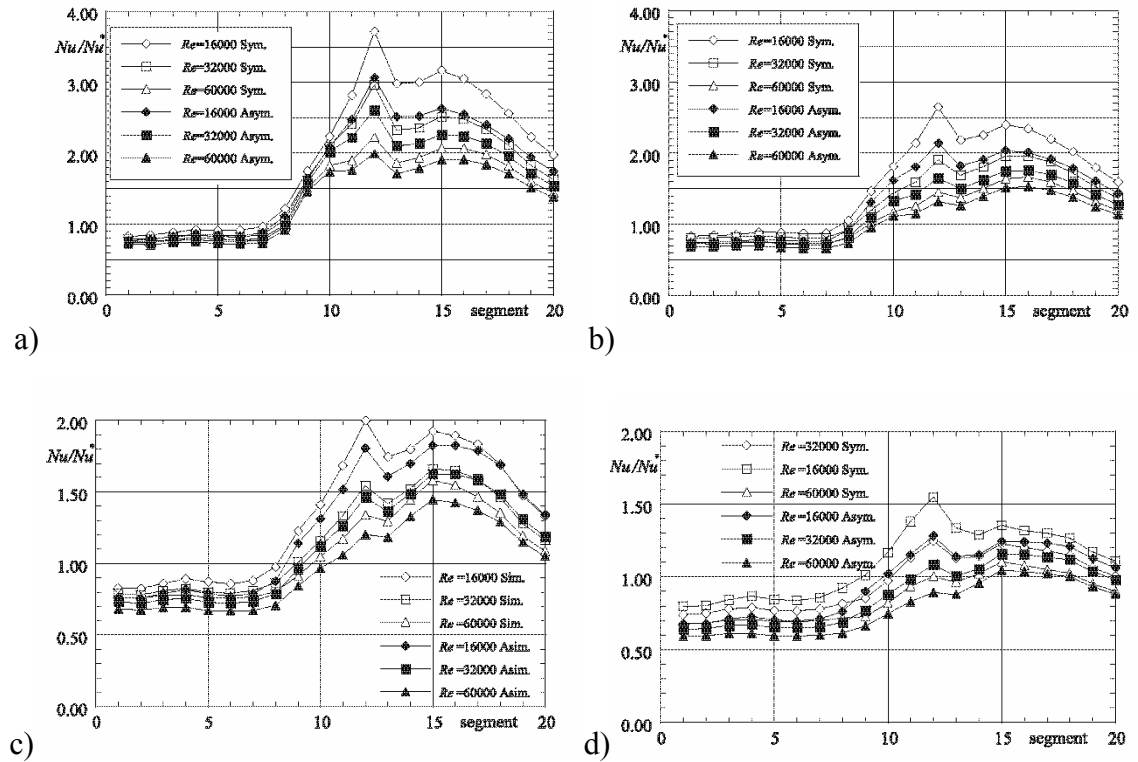


Fig. 2.21 Distribuzioni integrali di Nu/Nu^* : a) $AR=1$, b) $AR=2$, c) $AR=3$, d) $AR=5$. Astarita e Cardone (2000).

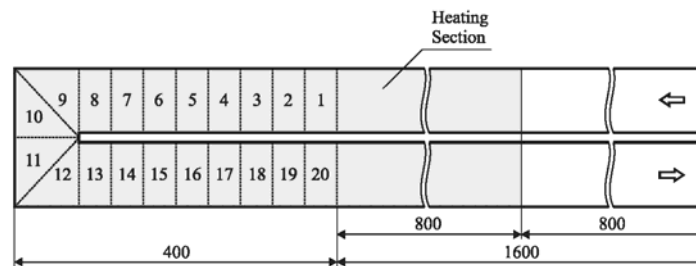


Fig. 2.22 Suddivisione dell'area di misura e numerazione delle regioni. Astarita e Cardone (2000).

I diagrammi riportati in Fig. 2.21 mostrano che nel canale d'ingresso il Nu/Nu^* esibisce un andamento pressoché costante con valori lievemente inferiori all'unità per tutti i Re (16000, 32000 e 60000), AR (1, 2, 3 e 5) e condizioni di riscaldamento sperimentati. Bisogna comunque segnalare che per valori dell'aspect ratio maggiori, le curve relative a condizioni di riscaldamento simmetrico e a Re più bassi (16000 e 32000) presentano dei valori lievemente inferiori a quelle relative al riscaldamento asimmetrico. Per tutte le condizioni sperimentate a circa un diametro idraulico prima della curva il Nu/Nu^* inizia a crescere fino a raggiungere rapidamente un massimo nella seconda metà della seconda parte della curva (regione n°12 della Fig. 2.22). A valle di detta regione le curve del Nu/Nu^* esibiscono un andamento lieve-

mente decrescente associato alla presenza di una estesa zona di ricircolo presente, immediatamente dopo la curva, vicino alla parete del setto divisorio. Successivamente ricresce a causa del riattacco a valle della zona di ricircolo e decresce nuovamente tendendo a valori prossimi all'unità (si riacquistano nuovamente condizioni di moto completamente sviluppato). Per ogni AR e Re sperimentato si osserva che le curve relative a condizioni di riscaldamento simmetrico presentano quasi sempre valori del coefficiente di scambio termico convettivo superiori alle curve relative a condizioni di riscaldamento asimmetrico; mentre a parità di condizioni di riscaldamento e AR si osserva che i valori del Nu/Nu^* decrescono all'aumentare del Re . Infine a parità di Re e condizioni di riscaldamento si osserva che all'aumentare di AR lo scambio termico peggiora nella curva e nel canale d'uscita. Il valore più elevato del Nu/Nu^* è stato misurato nella regione 12 (seconda metà della seconda parte della curva) per $Re=16000$, $AR=1$ e condizioni di riscaldamento simmetrico dove raggiunge un valore che è quasi 4 volte superiore ai valori misurati nel canale d'ingresso.

Le distribuzioni locali del numero di Nusselt normalizzato mostrano tre zone ad elevato scambio termico: la prima è posizionata in prossimità della parete frontale della curva; la seconda parte dal secondo angolo esterno della curva e si estende per circa tre diametri idraulici lungo la parete esterna del canale d'uscita; infine la terza, meno intensa delle precedenti, si trova nel canale d'uscita in prossimità della parete del setto divisorio a circa due diametri idraulici dell'apice del setto. Gli autori hanno anche individuato due zone a basso scambio termico posizionate rispettivamente nelle vicinanze del primo angolo esterno della curva e sull'apice del setto; quest'ultima all'aumentare dell' AR tende a spostarsi, aderendo alla parete del setto, verso valle.

La tecnica Particle Image Velocimetry (PIV) è stata usata da Son et al. (2002) per analizzare il campo di moto in un canale a sezione quadrata con inversione ad "U" della corrente. Preliminarmente gli autori hanno compiuto un'indagine al fine di determinare la numerosità del campione di immagini PIV tale da garantire misure accurate ed affidabili sia delle distribuzioni medie di velocità che delle statistiche di turbolenza. Questa indagine è consistita nell'acquisire un campione di 2000 immagini al numero di Reynolds sperimentato ($Re=30000$), e di diagrammare gli andamenti della velocità media (u/U_b) e delle fluttuazioni di velocità ($\sqrt{u'^2}/U_b$) in funzione del numero di immagini, in tre punti appartenenti all'asse longitudinale del canale e posizionati nel canale d'ingresso, nella regione di inversione in prossimità dell'apice del setto, e nel canale d'uscita. Fig. 2.23 emerge che la velocità media assiale, nei tre punti considerati, converge per un numero di immagini pari a circa 500; mentre

nel punto posizionato nel canale d'uscita, caratterizzato da un più elevato livello di turbolenza, si osserva che la fluttuazione raggiunge il valore asintotico di 0.34 per un numero di immagini poco al di sotto di 1000. A valle di questa analisi gli autori hanno ritenuto opportuno acquisire per ogni piano investigato un numero di immagini pari a 1000.

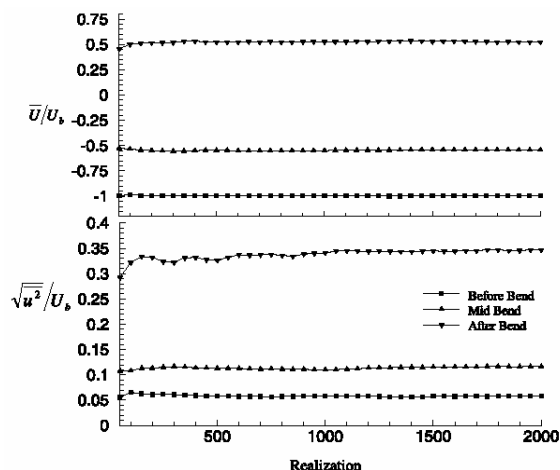


Fig. 2.23 Convergenza statistica di u/U_b ed $\sqrt{u'^2}/U_b$ al variare del numero di immagini PIV ($Re=30000$). Son et al. (2002).

Nella Fig. 2.24 sono riportati i campi di moto e le distribuzioni di energia cinetica turbolenta (TKE) relativi ai piani posizionati ad $y/D_e=0.5$ (lato sinistro Fig. 2.24) ed $y/D_e=0.125$ (lato destro Fig. 2.24). Nel piano medio (lato sinistro Fig. 2.24a), sono state individuate, nella regione di inversione, due punti di ristagno posizionati rispettivamente sulla parete frontale vicino il primo angolo esterno e sulla parete esterna del canale d'uscita in prossimità del secondo angolo esterno. Queste due zone di ristagno determinano, nel piano del moto principale, delle biforcazioni del flusso che generano due bolle di ricircolo posizionate in corrispondenza dei due angoli esterni della curva.

Nel piano investigato più vicino alla parete (lato destro della Fig. 2.24a) si osserva uno spostamento verso valle delle zone di ricircolo e conseguentemente un accrescimento delle bolle di ricircolo della curva. Relativamente alla prima zona di ristagno, gli autori affermano, sulla scorta di prove di visualizzazione di flusso i cui risultati non sono riportati nell'articolo, che la biforcazione del flusso non avviene solo nel piano principale del moto xz ma anche nel piano xy ; pertanto si generano dei getti impingenti sulle pareti laterali che favoriscono la formazione dei vortici di Dean. Gli autori ritengono che le porzioni di superficie interessate da getti impingenti sono caratterizzate da un più elevato scambio termico in quanto in queste zone si ha un assottigliamento o addirittura la rottura dello strato limite che dovrebbe generare gradienti di temperatura più intensi. Nel piano medio i valori del TKE risultano modesti in

corrispondenza dei due punti di ristagno (lato sinistro Fig. 2.24b). Nel piano medio (lato sinistro Fig. 2.24a), subito dopo la curva è possibile osservare, sulla parete del setto di separazione, un'ampia zona di ricircolo che si estende lungo la direzione del flusso per circa 1.5 diametri idraulici ed ha uno spessore massimo di 0.3 diametri idraulici. A valle di questa bolla di ricircolo, non è presente la regione di riattacco che sembra essere sostituita da una zona assimilabile ad una “sorgente”. La distribuzione dell'energia cinetica turbolenta, relativa al piano medio (lato sinistro Fig. 2.24b), esibisce i valori più elevati (10.3%) nel condotto d'uscita lungo i confini della bolla di ricircolo, dove risulta massimo lo sforzo di taglio. Bisogna sottolineare che i valori del *TKE* misurati, nel condotto d'uscita da Son et al.(2002), risultano pari alla metà di quelli misurati nella stessa zona da Liou e Chen (1999).

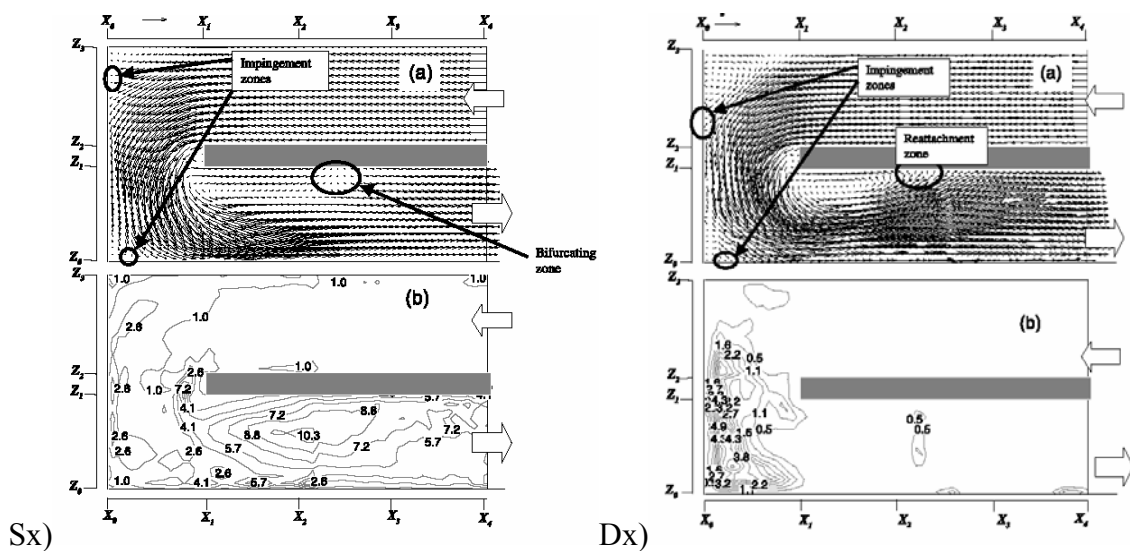


Fig. 2.24 Campi di moto medi principali a) e distribuzioni del *TKE* b) relativi ai piani posizionati rispettivamente a $y/D_e=0.5$ (lato sinistro Sx) e a $y/D_e=0.125$ (lato destro Dx). Son et al. (2002).

Spostandosi verso la parete (lato destro Fig. 2.24a) la bolla di ricircolo del condotto d'uscita risulta molto più intensa e definita e a valle di questa risulta ben evidente la regione di riattacco. Nel piano più vicino alla parete gli autori hanno rilevato un forte abbattimento del livello di energia cinetica turbolenta (lato destro Fig. 2.24b). Infatti i valori superano lo 0.5% solo nella seconda metà della curva raggiungendo, nelle vicinanze della parete frontale, valori prossimi al 5%. Gli autori associano questo forte abbassamento dei livelli di *TKE* alla vicinanza del piano investigato alla parete solida. Questa affermazione dà adito a qualche dubbio; infatti il piano, investigato con una lama di luce laser spessa 1mm o in coordinate di parete 32, si trova ad una distanza di circa $y^+=200$ dalla superficie laterale, e quindi in piena

regione turbolenta. Inoltre gli autori hanno osservato nel piano in questione un rafforzamento della bolla di ricircolo che dovrebbe determinare, ai confini di questa, un innalzamento dello sforzo di taglio e quindi del TKE .

Gli autori hanno effettuato una comparazione tra i risultati da loro ottenuti con alcuni dati relativi allo scambio termico precedentemente pubblicati da Ekkad and Han (1997). Questi hanno misurato le distribuzioni del numero di Nusselt, normalizzato rispetto al Nu^* valutato con la relazione di Dittus-Boelter, in un canale che differisce da quello utilizzato da Son et al. (2002) solo per la geometria arrotondata dell'apice del setto di separazione. Le mappe di Ekkad e Han (1997) mostrano due zone ad elevato scambio termico in prossimità dei getti impingenti sulla parete frontale della curva e sulla parete esterna della seconda metà della curva. La zona ad alto scambio termico presente sulla parete esterna della seconda metà della curva, si estende anche a valle della regione interessata dal flusso impingente, lungo la parete esterna del condotto d'uscita; ciò è dovuto al fatto che, a valle di suddetta zona, si ha sia uno spessore ridotto dello strato limite che un forte gradiente di velocità in direzione assiale.

Al fine di compiere un miglior confronto con i dati di scambio termico, precedentemente ottenuti da Ekkad e Han (1997); Son et al. (2002) hanno correlato le distribuzioni di Nu/Nu^* rispettivamente con il flusso medio $\left(\left(\sqrt{u^2 + w^2} \right) / \left(\sqrt{u^2 + w^2} \right)_{max} \right) (Nu/Nu^*)$ e l'energia cinetica turbolenta $(TKE/TKE_{max})(Nu/Nu_0)$. Gli autori ritengono di aver trovato, per entrambi i piani principali sperimentati, una buona correlazione tra lo scambio termico ed il flusso medio giungendo quindi alla conclusione che lo scambio termico superficiale è sostanzialmente governato dal flusso medio e dai flussi impingenti. Per gli autori risultano essere meno consistenti le correlazioni tra le distribuzioni dell'energia cinetica turbolenta e del numero di Nusselt normalizzato.

Nella Fig. 2.25 sono riportati, da sinistra verso destra, i campi di moto secondari, i profili del numero di Nusselt e le distribuzioni del TKE relativi ai piani posizionati sia nella regione di inversione (Fig. 2.25a) che nel condotto d'uscita (Fig. 2.25b, c e d). Nella regione dell'inversione (Fig. 2.25a) sono ben evidenti i vortici contro rotanti di Dean, che persistono anche nel canale d'uscita (Fig. 2.25b, c e d). All'uscita della curva (Fig. 2.25b) è possibile osservare nella zona centrale superiore (vicino il setto divisorio) una regione assimilabile ad una sorgente che si genera in seguito all'urto tra il flusso inverso della bolla di ricircolo ed il flusso che sta curvando all'uscita della curva. Nella Fig. 2.25c si vede un'altra coppia di

vortici contro rotanti, meno intensi, posizionati verso la parete di separazione nonché la presenza di una “*sorgente fittizia*” posizionata al centro della sezione. Nel piano successivo (Fig. 2.25d) il campo di moto secondario è caratterizzato dalla presenza di una sola coppia di vortici contro rotanti posizionati al centro della sezione quadrata del canale. I campi di moto secondario riportati nelle Fig. 2.25c e d presentano un flusso diretto dalla parete interna verso il centro del canale che risulta essere compatibile con le caratteristiche del flusso principale esibite, nel piano di simmetria, immediatamente a valle della ampia zona di ricircolo presente nel canale d’uscita. Inoltre sempre dalle stesse figure si osserva che il riattacco, a valle della grande zona di ricircolo del canale d’uscita, avviene in piani diversi da quello di simmetria (vedi frecce vuote).

Dai profili riportati in Fig. 2.25 si osserva che gli innalzamenti del Nu/Nu^* si hanno in corrispondenza delle zone interessate da “*impinging flows*”, mentre le distribuzioni del TKE mostrano una scarsa correlazione con i profili del numero di Nusselt. Le zone con più alti livelli di energia cinetica turbolenta sono posizionate lungo lo “*shear boundary*” delle coppie di vortici contro-rotanti. Gli autori ritengono che le zone di ricircolo, al contrario delle zone caratterizzate dalla presenza di flussi impingenti, provocano una diminuzione dello scambio termico. Ma questo non sembra essere vero per la zona di ricircolo più ampia dove, di fatto, non sono stati misurati livelli molto bassi dello scambio termico. Gli autori attribuiscono questa “*anomalia*” alla struttura vorticoso di questa bolla. Infatti il flusso inverso è costituito da una coppia di vortici elicoidali contro-rotanti che, anche se non molto intensi, favoriscono il trasferimento di quantità di moto dall’interno verso l’esterno evitando quindi che il fluido rimanga intrappolato all’interno della bolla.

Su et al. (2004) hanno studiato numericamente gli effetti prodotti dal numero di Reynolds, dall’Aspect Ratio (AR) e dalle forze di galleggiamento sullo scambio termico e sul campo di moto all’interno del canale con inversione ad “U” della corrente. Per quanto riguarda il campo di moto e lo scambio termico, nel caso di canale statico, i risultati sono in buon accordo con gli studi sia sperimentali che numerici presenti in letteratura. La Fig. 2.26 riporta una geometria del canale di prova con la griglia computazionale utilizzata.

L’indagine del campo di moto secondario ha comunque messo in evidenza, nel canale d’ingresso (Fig. 2.27), la presenza di otto vortici disposti a coppia lungo la diagonale di ciascun vertice della sezione.

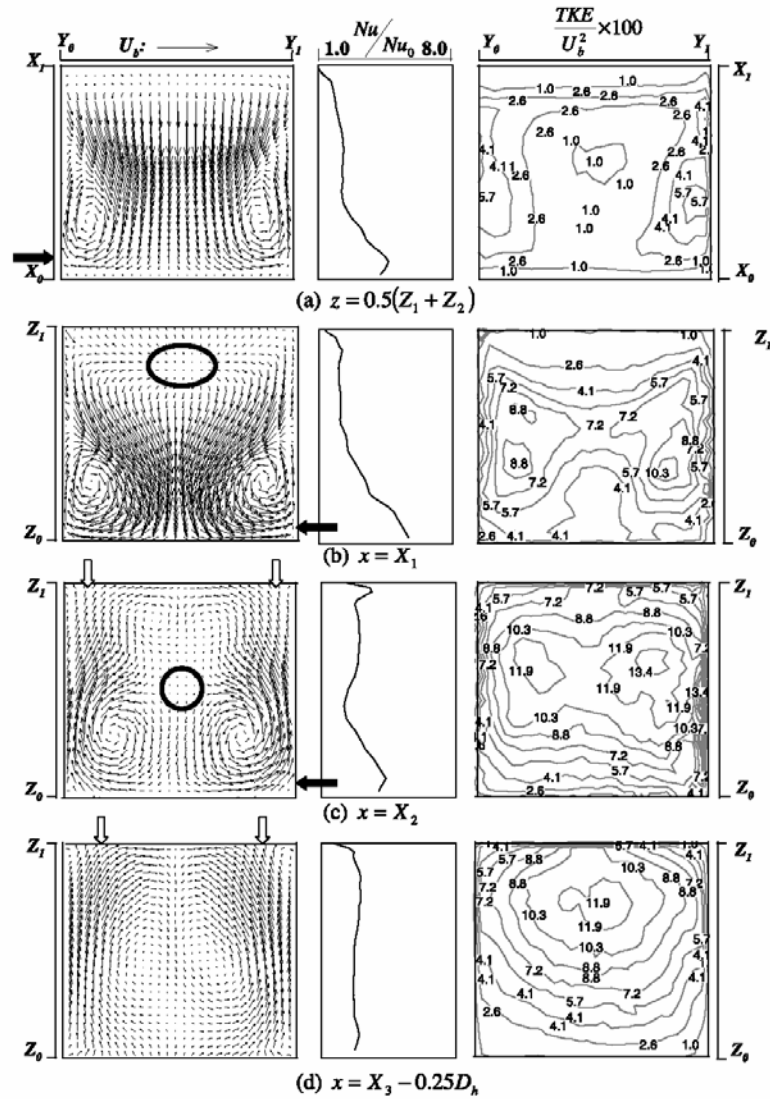
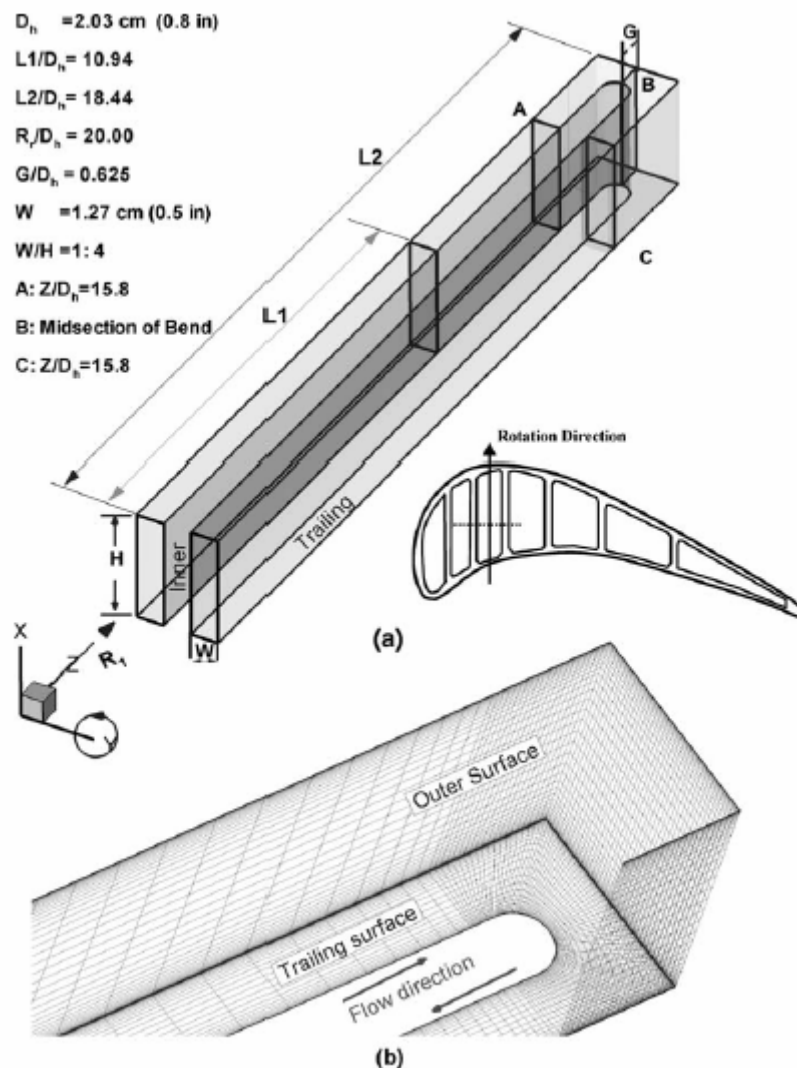


Fig. 2.25 Campi di moto secondario (sinistra), profili di Nu/Nu^* (centro), distribuzioni del TKE (destra): a) piano posto sull'apice del setto e parallelo a questo, b) piano posto nella sezione d'uscita della curva, c)-d) piani posti ulteriormente a valle nel canale d'uscita. Son et al. (2002).

Questi vortici, generati dalla anisotropia degli sforzi turbolenti di Reynolds, al diminuire dell' AR da 1:1 a 1:2, aumentano di dimensione in direzione verticale, mentre per AR ancora più bassi ($AR=1:4$) non sembrano subire significative variazioni di dimensione. Essendo l'intensità di tali vortici molto bassa, questi non sembrano influenzare lo scambio termico. Infatti il numero di Nusselt normalizzato rispetto a quello calcolato mediante la relazione di Dittus-Boelter si mantiene costante e prossimo all'unità sui quattro lati della sezione d'ingresso. Nella curva, nel caso di canale statico a sezione quadrata, i vortici di Dean risultano schiacciati tra le due superfici laterali del canale, mentre al diminuire di AR tendono ad

diviene più sottile mentre, sebbene il comportamento del flusso secondario sembri simile a quello relativo a bassi Re ed i moti secondari indotti dalla curva risultino più intensi, lo scambio termico, nella curva e nel condotto d'uscita, peggiora (Fig. 2.27a e b).

32



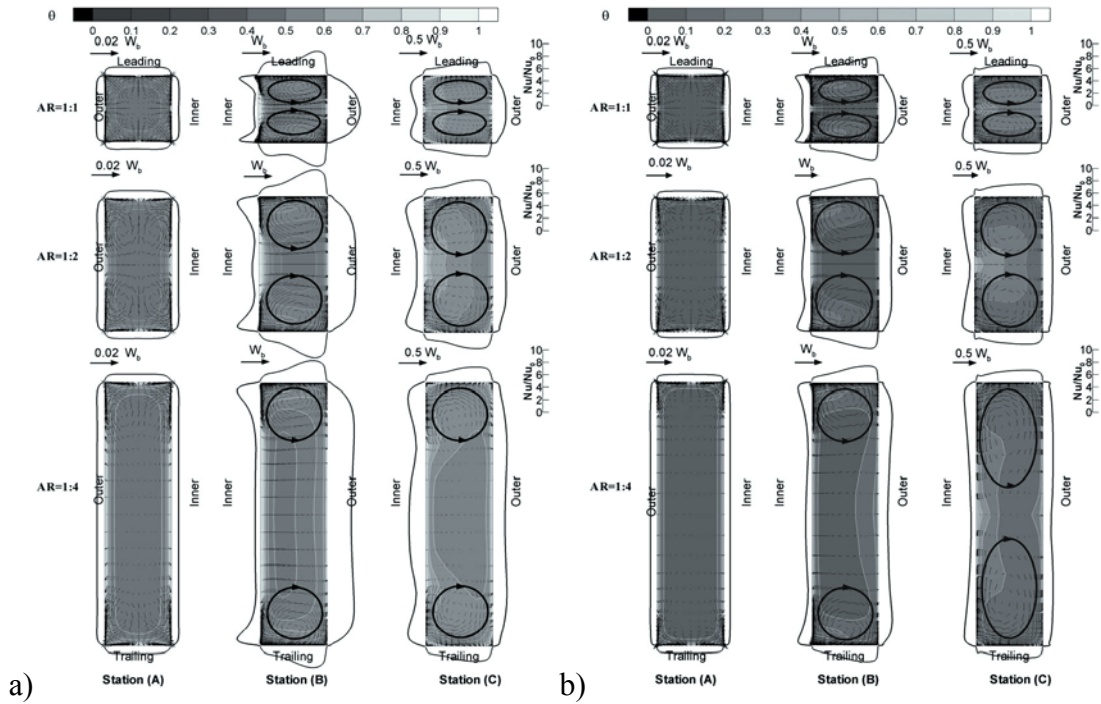


Fig. 2.27 Campi di moto secondario, mappe della temperatura adimensionalizzata $\theta=(T-T_i)/(T_w-T_i)$ e profili del Nu/Nu^* relativi al canale d'ingresso (stazione A), curva (stazione B) e al canale d'uscita (stazione C): a) $Re=10000$, b) $Re=100000$. Su et al. (2004).

Nella Fig. 2.30 sono riportati, invece, gli andamenti del coefficiente di pressione C_p ottenuti misurando la pressione lungo prese posizionate sugli assi longitudinali delle superfici laterali ed esterna del canale (Fig. 2.31). Nel condotto d'ingresso si rileva, per le tre le file di prese di pressione, lo stesso andamento lievemente decrescente del C_p . Nella prima metà della curva, la pressione misurata lungo la parete esterna ha fornito valori della pressione maggiore e ciò può essere collegato al fatto che in prossimità della parete frontale della curva si ha un rallentamento del flusso proveniente dal canale di ingresso e conseguentemente un parziale recupero della pressione. Immediatamente dopo la curva ($x/D_h=1.3$, Fig. 2.31) la pressione subisce un brusco abbassamento, con un parziale recupero subito dopo.

Questo fenomeno, che interessa principalmente le due superfici laterali, è associato alla presenza, subito dopo la curva lungo la parete del setto divisorio, della estesa bolla di ricircolo che, riducendo in modo fittizio la sezione, determina una forte accelerazione del flusso; a valle della bolla di ricircolo ($x/D_h=3.5$, Fig. 2.31) si ha un allargamento fittizio della sezione di passaggio del flusso che determina una decelerazione e quindi un parziale recupero di pressione.

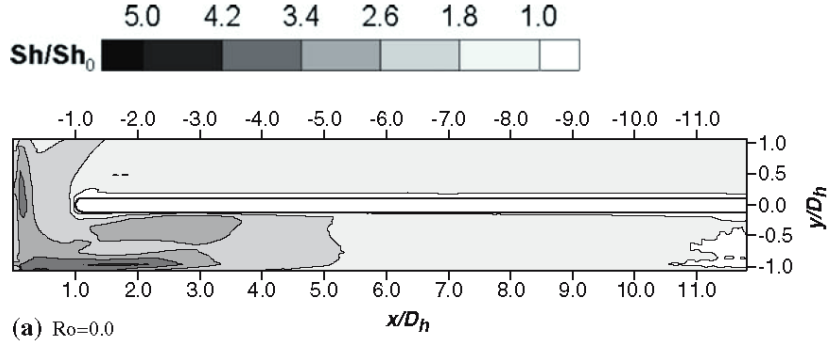


Fig. 2.28 Distribuzione in forma locale del $Sh/Sh^*(Nu/Nu^*)$ ($Re=10000$). Kim et al. (2007a).

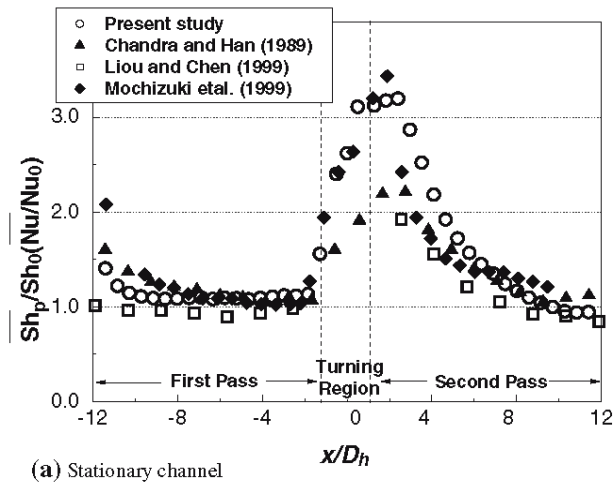


Fig. 2.29 Distribuzione in forma integrale del $Sh/Sh^*(Nu/Nu^*)$ ($Re=10000$). Kim et al. (2007a).

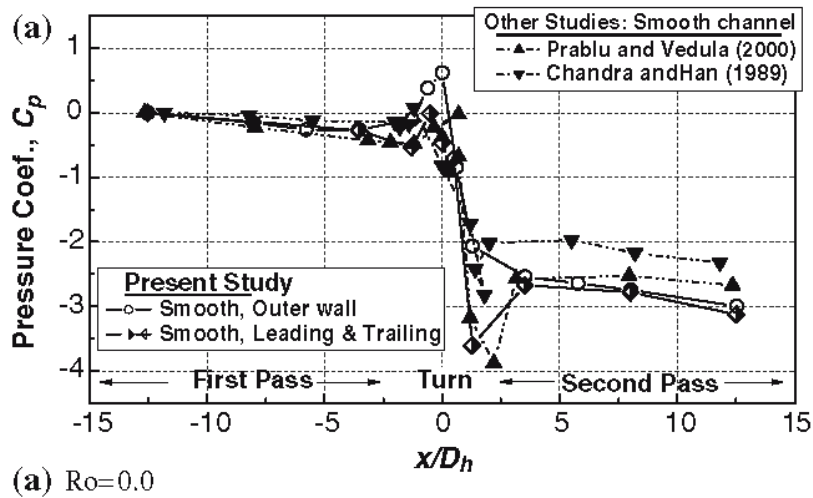


Fig. 2.30 Distribuzioni del coefficiente di pressione $C_p=(p_x-p_{ref})/[(1/2)\rho u_b^2]$ ($Re=10000$). Kim et al. (2007a).

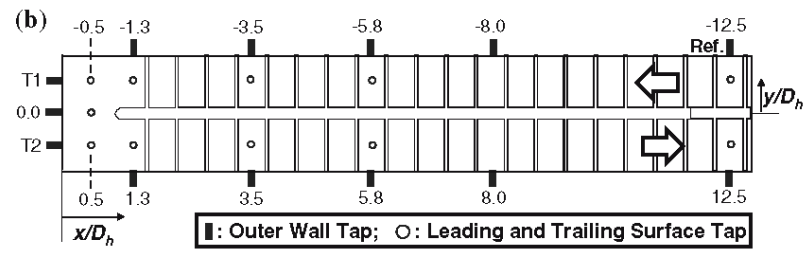


Fig. 2.31 Disposizione delle prese di pressione. Kim et al. (2007a).

2.2 Scambio termico e campo di moto in canali rotanti con inversione ad “U” della corrente

Gli effetti della rotazione alterano in modo significativo il comportamento termofluidodinamico del flusso all'interno di un condotto. Ciò è dovuto alla presenza delle forze di Coriolis e di galleggiamento che si sommano a quella dovuta al gradiente di pressione che determina il moto principale lungo l'asse. Come già detto nel caso dei condotti non rotanti, non si esaminerà nel seguito il regime laminare per le sue scarse applicazioni pratiche.

2.2.1 Considerazioni introduttive

Le forze di Coriolis, perturbando il campo di moto, creano dei moti secondari che influenzano le fluttuazioni turbolente e la stabilità del flusso. Johnston et al. (1972) hanno studiato la stabilità del campo di moto all'interno di un canale rotante intorno ad un asse perpendicolare all'asse di simmetria del canale. Essi hanno dimostrato che le forze di Coriolis, quando sono dirette ortogonalmente alla parete solida, creano effetti stabilizzanti su una parete e destabilizzanti sull'altra.

Una semplice analisi qualitativa può spiegare questo complesso fenomeno. Come mostrato in Fig. 2.31 si consideri il flusso di un fluido in un canale che ruota in senso antiorario rispetto ad una asse ortogonale al foglio; una particella di fluido è sottoposta ad una forza di Coriolis che, considerando la direzione della velocità ed il senso di rotazione, è diretta, nel caso in esame, verso il basso ed il cui modulo è proporzionale sia alla velocità angolare ω che alla velocità della particella. Chiaramente ogni particella di fluido deve essere in equilibrio dinamico e la presenza della forza di Coriolis tenderà a dissimmetrizzare il profilo di velocità assiale così come mostrato in figura. Nella parte superiore del canale una particella di fluido, soggetta ad una perturbazione in direzione normale alla parete, tende ad essere riportata in equilibrio come se fosse connessa ad una “molla” con costante positiva (Johnston et al. (1972)). Nella parte inferiore del canale la pendenza del profilo di velocità cambia segno, la costante della “molla” diventa negativa ed il moto tende a diventare instabile. Infatti le condizioni necessarie per un'instabilità del campo di moto non viscoso sono soddisfatte localmente se (Lezius e Johnston (1976)):

$$2\omega (du/dx - 2\omega) > 0$$

dove du/dx è il gradiente della velocità media in direzione trasversale, misurato nel sistema di riferimento rotante ed ω è la velocità angolare del sistema. Questa condizione corrisponde al

criterio di Rayleigh di stabilità non viscosa per flussi lungo linee di corrente circolari e concentriche. Nel caso in figura la velocità angolare è positiva e ciò si traduce, come già detto, nella stabilità del moto nella parte superiore del condotto. È necessario, però, notare che questo criterio non è sufficiente a predire le instabilità nei fluidi reali, poiché lo sviluppo di tali zone d'instabilità è ritardato dagli effetti viscosi.

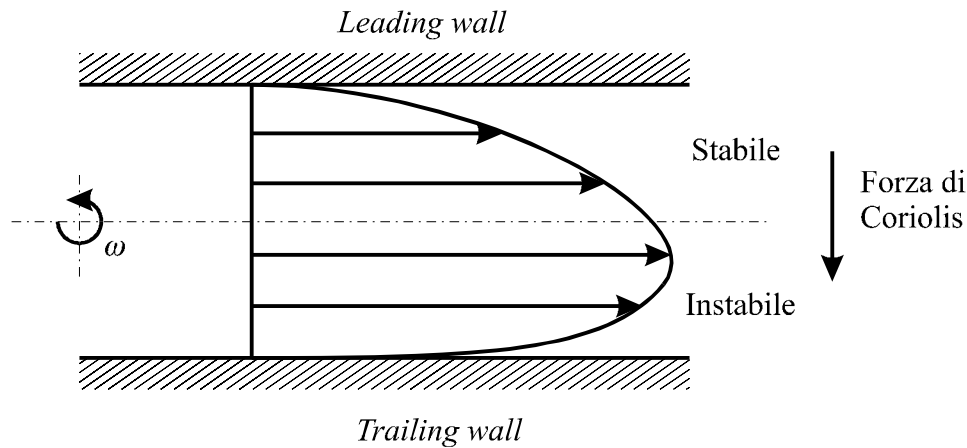


Fig. 2.31 Profilo di velocità in un canale rotante.

Per canali rotanti è comune, nella letteratura anglosassone, chiamare il lato anteriore del canale (che nella rotazione precede l'altro) *leading wall* e quello posteriore *trailing wall*; per moto diretto verso l'esterno (centrifugo), questa semplice analisi di stabilità mostra che il flusso in prossimità della *leading wall* tende a stabilizzarsi viceversa è instabile verso la *trailing wall*.

Un altro effetto molto importante delle forze di Coriolis è quello di creare un moto secondario nel piano normale all'asse del canale. Come già detto la condizione di continuità alla parete provoca un aumento della velocità nella zona centrale, quindi il modulo della forza di Coriolis che agisce sulle particelle di fluido al centro del canale è maggiore di quello della stessa forza che agisce sulle particelle laterali. Per moto del fluido centrifugo, la differenza fra le forze di Coriolis agenti al centro ed ai lati della sezione genera un getto che impinge sulla *trailing wall*, per poi separarsi in due parti che, dopo aver lambito le pareti laterali, si riuniscono sulla *leading wall* formando, come mostrato nella Fig. 2.32, due celle di ricircolazione. Le forze di Coriolis, come mostrato in Fig. 2.31, deformano il profilo di velocità spostando il massimo verso la *trailing wall* e quindi rendendo il profilo di velocità più ripido su questa parete e meno ripido sulla *leading wall*. Evidentemente per flusso centripeto gli effetti sono identici ma di segno contrario (cambiando verso il vettore velocità assiale, lo cambierà anche

la forza di Coriolis): i fenomeni che si hanno per flusso centrifugo sulla *trailing wall* si avranno sulla *leading wall* e viceversa.

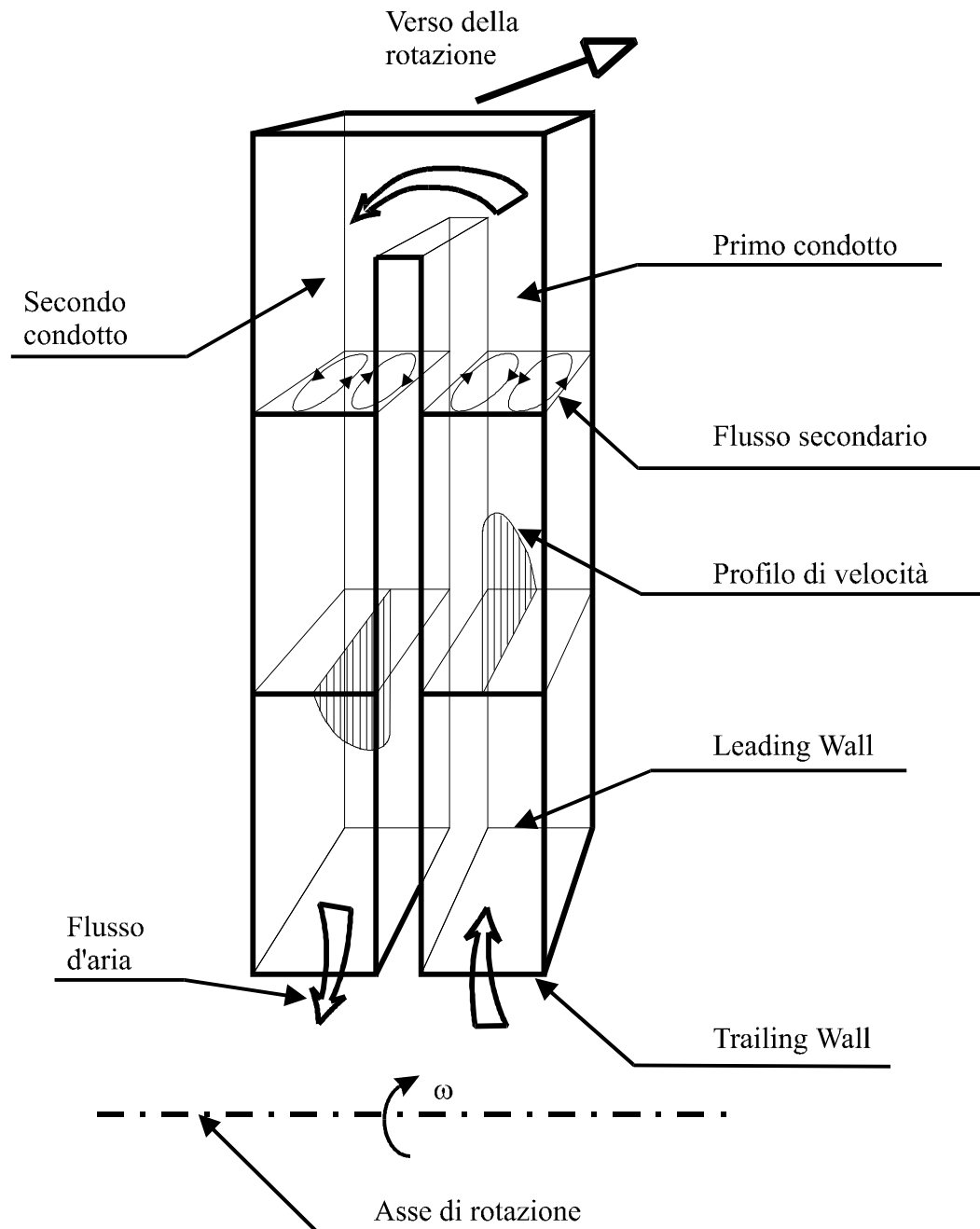


Fig. 2.32 Effetti dovuti alla rotazione.

I notevoli valori delle accelerazioni centrifughe che si possono raggiungere in canali rotanti possono provocare, anche per piccole differenze di densità, delle forze di galleggiamento molto intense che possono alterare in modo significativo il campo di moto. Una causa di variazione della densità è lo scambio termico. Infatti, se supponiamo che le due pareti del canale (*leading* e *trailing walls*) siano soggette ad un flusso termico costante (di riscaldamento del fluido), il fluido in prossimità della parete avrà, in generale, una densità minore (perché

ha una temperatura maggiore) di quello della zona centrale del canale. Inoltre, per moto del fluido centrifugo del tipo di Fig. 2.31, il profilo più ripido della velocità assiale sulla *trailing wall* fa aumentare il coefficiente di scambio termico (con una diminuzione della temperatura di parete e quindi un aumento della densità) rispetto alla *leading wall*. Questo secondo effetto, che si sviluppa su tutta l'ampiezza del canale, è preponderante rispetto al precedente per cui, per moto centrifugo, l'aumento della densità sulla parete posteriore provoca un aumento locale della forza centrifuga e quindi del flusso di massa che, a sua volta, provoca un ulteriore aumento dello scambio termico sulla *trailing wall*; viceversa, sulla parete anteriore, le forze di galleggiamento provocano un ulteriore diminuzione della pendenza del profilo di velocità associato ad una diminuzione dello scambio termico. Per moto centripeto le forze di galleggiamento, al contrario di quelle di Coriolis, non cambiano segno e quindi hanno un comportamento asimmetrico. Il risultato finale è che esse tendono ad affievolire la dissimmetrizzazione del profilo di velocità e di conseguenza le differenze nello scambio termico.

La deformazione del profilo di velocità nei diversi casi esaminati è mostrata nella Fig. 2.33 sia per moto centrifugo che centripeto, sia tenendo in conto le sole forze di Coriolis che anche di quelle di galleggiamento.

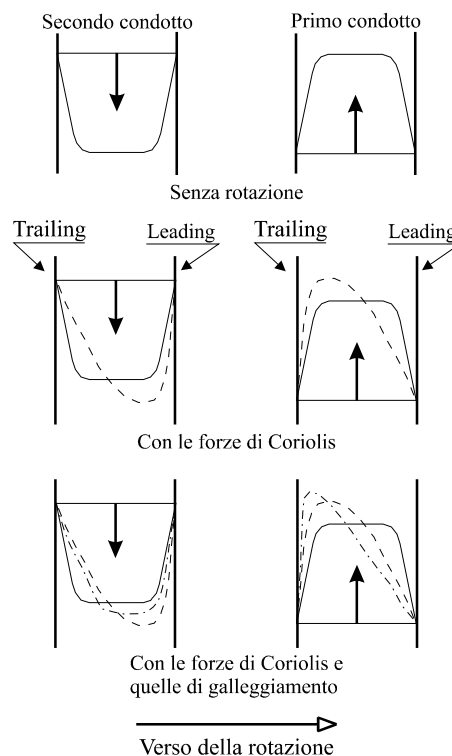


Fig. 2.33 Deformazione del profilo di velocità.

Dal breve preambolo su esposto si possono facilmente capire le grosse complicazioni introdotte dalla rotazione del campo termofluidodinamico in canali ed il gran numero di

parametri che sarebbe necessario variare per ottenere una corretta simulazione. Molti sperimentatori si sono accontentati di simulare solo alcuni degli aspetti peculiari del problema.

2.2.2 Precedenti studi

Morris ed i suoi collaboratori hanno svolto una serie di lavori sperimentali su canali rotanti, con sezione retta circolare, quadrata e triangolare ed hanno cercato di disaccoppiare gli effetti (indotti dalla rotazione sullo scambio di calore per convezione) dovuti alle forze di Coriolis da quelli dovuti alle forze di galleggiamento. Per condotti a sezione circolare, Morris e Ayhan (1979) hanno proposto le seguenti correlazioni sperimentali per il numero di Nusselt: per *moto centrifugo*:

$$Nu = 0.022 \left(\frac{Ra}{Re^2} \right)^{-0.186} Re^{0.8} Ro^{0.33}$$

mentre per *moto centripeto*:

$$Nu = 0.036 \left(\frac{Ra}{Re^2} \right)^{0.112} Re^{0.8} Ro^{-0.083}$$

In esse, oltre ad esserci il Re , compaiono l'*inverso del numero di Rossby* (spesso citato in letteratura come *numero di rotazione* Ro) ed il numero di Rayleigh:

$$Ro = \frac{\omega D}{V}$$

$$Ra = Pr \omega^2 H \beta D^3 \Delta T / \nu^2$$

dove H è la distanza dall'asse di rotazione dell'imbocco del canale. Entrambe le correlazioni, che sembrano derivare direttamente dalla correlazione di Dittus e Boelter, valgono solo per la parete anteriore e per un numero di Prandtl pari a quello dell'aria. Gli effetti delle forze di Coriolis vengono tenuti in conto mediante l'inverso del numero di Rossby, mentre quelli dovuti al galleggiamento dal rapporto del numero di Rayleigh su quello di Reynolds al quadrato. Si ricordi infatti che il numero Grashof ($=Ra/Pr$) è praticamente un numero di Reynolds al quadrato nel quale la velocità di riferimento è quella derivante dalle forze di galleggiamento. È evidente che le due correlazioni, nel caso di rotazione nulla, non sono congruenti fra di loro e forniscono valori del numero di Nusselt che sono in disaccordo con la correlazione di Dittus e Boelter.

In un lavoro successivo Morris e Ghavami-Nasr (1991) hanno studiato sperimentalmente lo scambio termico convettivo in canali rotanti a sezione rettangolare ($AR = 2$), con condizione al contorno di flusso termico costante sulle quattro pareti. Il canale rotante, posto ad una distanza dall'asse di rotazione pari a $250mm$, era lungo $150mm$, largo $11mm$ e profondo

5.5mm; la sezione di prova, costruita in lega Nimonic, era riscaldata tramite un filo di nichel-cromo avvolto a spirale intorno al canale e la misura delle temperature è effettuata con 44 termocoppie equamente disposte sui quattro assi delle pareti. La temperatura di riferimento, utilizzata nella definizione del coefficiente di scambio termico convettivo, è quella di mescolamento adiabatico. Nonostante i vari accorgimenti per isolare termicamente il canale nella sua zona esterna, in modo da diminuire le perdite dovute alla convezione forzata indotta dalla rotazione del canale, secondo gli autori il calcolo dei coefficienti di scambio termico è soggetto ad un errore del 10%. È importante rilevare che, nonostante l'uso di un canale metallico, gli autori non citano alcuna procedura per correggere gli effetti dovuti alla conduzione tangenziale.

Per moto completamente sviluppato e per canale fermo i risultati sperimentali sono del 15% inferiori a quelli previsti dalla correlazione di Dittus e Boelter e, come previsto dall'analisi qualitativa precedentemente esposta, per qualsiasi velocità angolare, diversa da zero, lo scambio termico convettivo sulla parete anteriore è sempre inferiore a quello che si ha sulla parete posteriore. In questo lavoro è stata proposta una diversa correlazione per tenere in conto degli effetti dovuti alle forze di Coriolis:

$$Nu = A(1 + B Ro) Re^{0.8}$$

dove le costanti A e B sono funzione della sola ascissa assiale.

In un terzo lavoro Morris e Salemi (1992) hanno analizzato lo scambio termico in un condotto a sezione circolare, posto in rotazione intorno ad un asse ortogonale rispetto a quello di simmetria. Essi hanno concentrato l'analisi solo su flussi d'aria centrifughi nel tentativo di separare gli effetti delle forze di Coriolis da quelli dovuti alle forze di galleggiamento.

Il condotto è stato costruito, in questo caso, in ceramica per diminuire gli effetti conduttivi ed era riscaldato uniformemente con lo stesso sistema utilizzato per il canale rettangolare. Inoltre il canale era strumentato con termocoppie per rilevare le temperature di parete. Una serie di prove preliminari hanno consentito di stimare le perdite per convezione forzata verso l'esterno del condotto; la perdita conduttiva nella direzione assiale è stata stimata partendo dalla conoscenza della distribuzione di temperatura e dalla stima delle perdite verso l'esterno; un semplice bilancio di entalpia ha permesso di calcolare la distribuzione della temperatura di mescolamento adiabatico. In questo lavoro gli autori hanno caratterizzato gli effetti dovuti al galleggiamento tramite il parametro di galleggiamento (*buoyancy parameter*), Bu , definito come:

$$Bu = \beta(T_w - T_b)$$

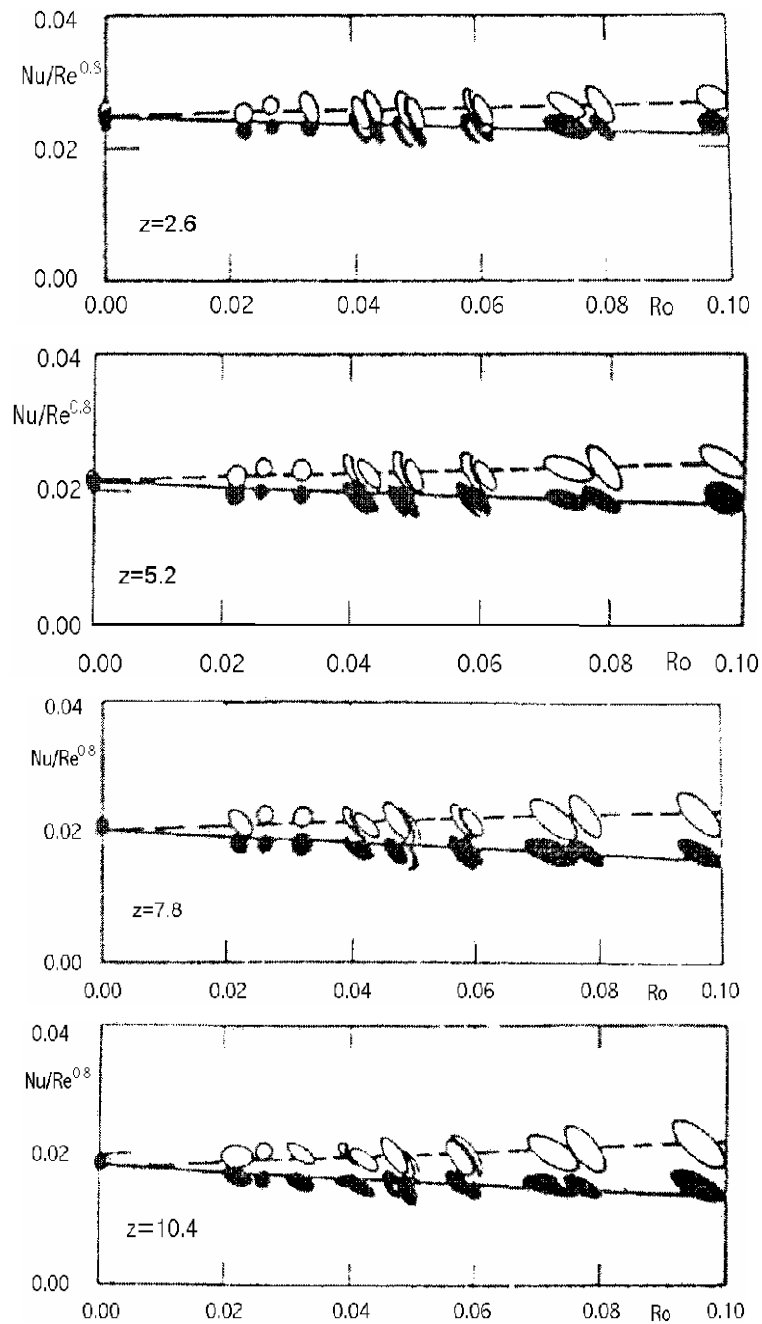


Fig. 2.34 Effetto delle forze di Coriolis sul coefficiente di scambio termico (*leading wall* ellissi piene, *trailing wall* ellissi vuote), e quattro valori di z . Morris e Salemi (1992).

Gli autori hanno osservato che, nel caso di assenza di rotazione e per qualsiasi valore del numero di Reynolds sperimentato, il coefficiente di scambio termico non è influenzato dalle variazioni della potenza elettrica usata per riscaldare il condotto e che il numero di Nusselt tende al valore previsto dalla correlazione di Dittus e Boelter.

Quando il condotto era posto in rotazione i risultati, relativi allo scambio termico sulle diverse superfici, rispecchiavano quanto già trovato nel lavoro precedente. Gli autori hanno cercato di isolare gli effetti delle forze di Coriolis assumendo che l'influenza diretta della

convezione forzata può essere valutata tramite il termine $Re^{0.8}$. Essi hanno quindi diagrammato $Nu/Re^{0.8}$ in funzione di Ro come mostrato in Fig. 2.34 per diversi valori di z . Dalla figura si nota un aumento degli effetti all'aumentare della velocità di rotazione. Si noti che le ellissi presenti in figura riassumono i dati di diversi esperimenti condotti, per fissati valori di Re e Ro , variando solo la potenza elettrica di riscaldamento e quindi l'importanza delle forze di galleggiamento.

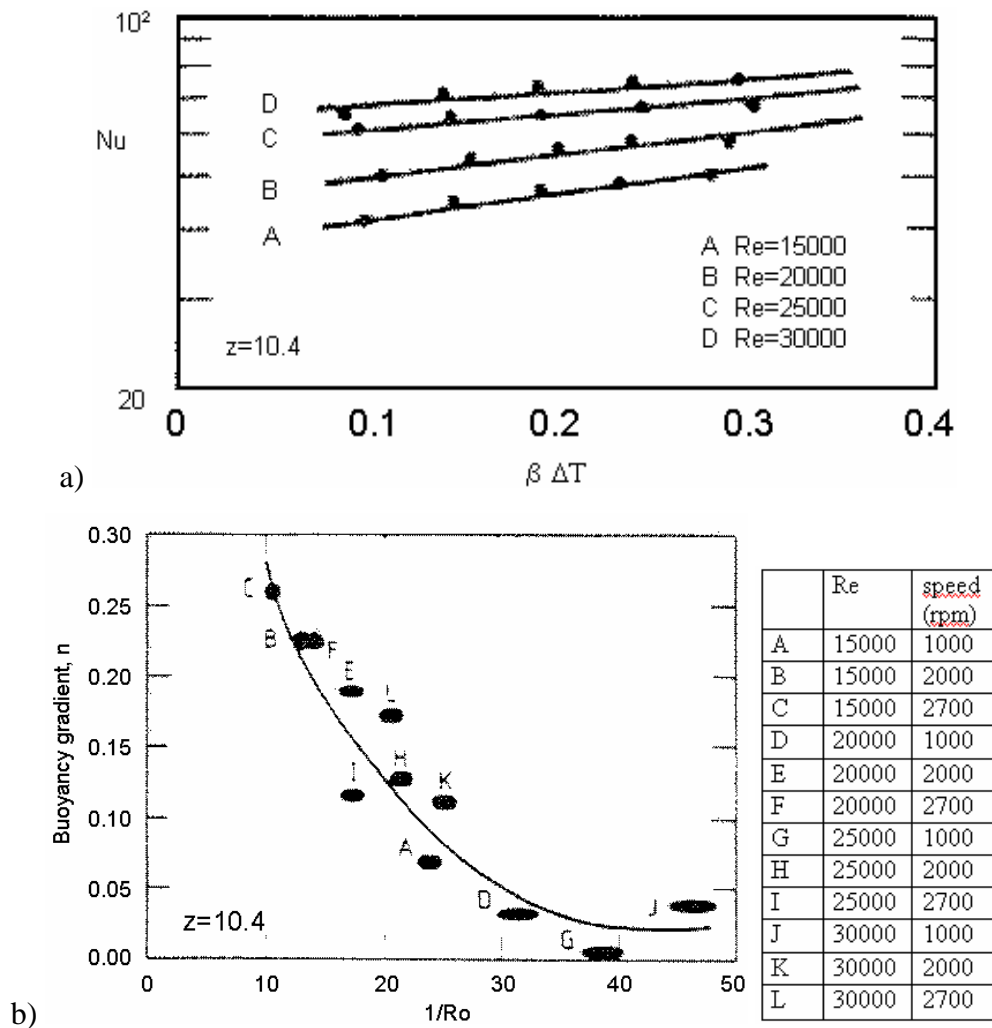


Fig. 2.35 a) Effetto delle forze di galleggiamento sul coefficiente di scambio termico sulla *trailing wall* a 2700rpm; b) pendenza, in funzione di $1/Ro$ sulla *trailing wall*. Morris e Salemi (1992).

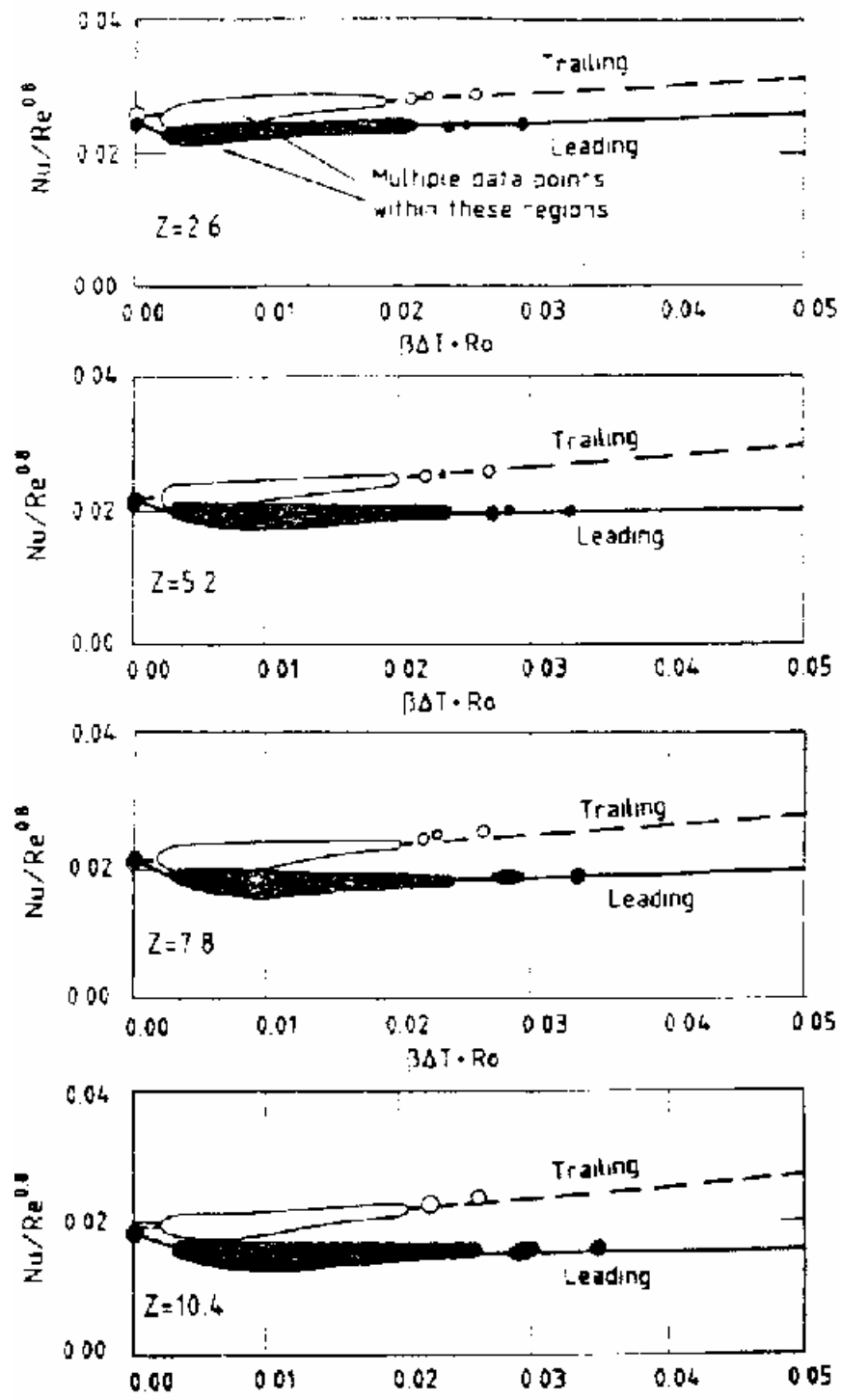


Fig. 2.36 Effetti delle forze di Coriolis e di galleggiamento sullo scambio di calore per convezione. Morris e Salemi (1992).

In Fig. 2.35a è riportato il valore di Nu in funzione di Bu per una determinata velocità di rotazione del canale pari a $2700rpm$ ed una data posizione assiale a cui corrisponde un flusso completamente sviluppato. Per ogni Re il numero di Nusselt ha, un andamento crescente all'aumentare di Bu . Tuttavia questo comportamento è meno accentuato in corrispondenza di numeri di Reynolds più elevati. Infatti la pendenza di ogni linea diminuisce con il Re , e a

detta degli autori ciò è facilmente comprensibile poiché fisicamente ci si aspetta un aumento del contributo della convezione forzata al crescere del numero di Reynolds. Però gli autori non citano che, aumentando il numero di Re e mantenendo costante la velocità angolare, si riduce anche l'inverso del numero di Rossby. Infatti, come mostrato nella Fig. 2.35b, Morris e Salemi (1992) hanno trovato che la pendenza delle linee tende a diminuire drasticamente all'aumentare del numero di Rossby, mentre la variazione con Re è molto modesta.

Morris e Salemi (1992) hanno anche proposto una correlazione dei dati in funzione del prodotto $Bu \cdot Ro$. In questo modo i dati dei loro esperimenti (Fig. 2.36), a detta degli autori, collassano su due curve, una solamente crescente per la parete posteriore e l'altra prima decrescente e poi leggermente crescente per la parete anteriore.

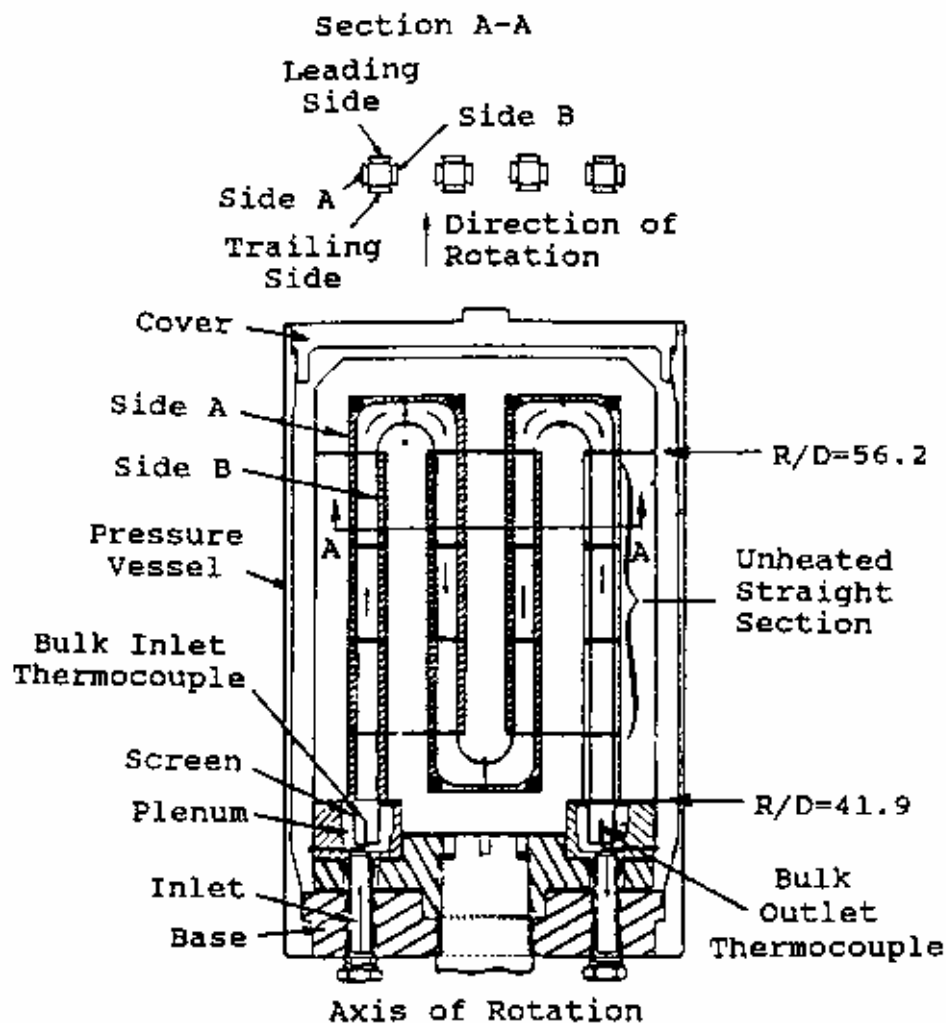


Fig. 2.37 Schema del canale. Wagner et al (1991a e b).

Wagner et al. (1991a e b) hanno effettuato esperimenti in un canale rotante con quattro passaggi; lo schema del canale utilizzato è riportato in Fig. 2.37. Il canale, a sezione quadrata,

era largo 12.7mm , il rapporto tra la lunghezza ed il diametro idraulico era di circa 14 ed era posto ad una distanza di circa 42 diametri dall'asse di rotazione. La condizione al contorno di parete a temperatura costante, scelta dagli autori, è stata realizzata con quattro elementi di rame per parete, riscaldati elettricamente e controllati ognuno da due termocoppie. La massima differenza di temperatura, fra due elementi riscaldanti durante le prove, è stata inferiore a 2°C . La riduzione dei dati, che tiene comunque in conto le perdite per convezione forzata verso l'esterno (fino al 20% della potenza dissipata), è stata basata sulla temperatura di mescolamento adiabatico; le proprietà del fluido sono state valutate alla temperatura di film. È interessante notare che per diminuire la resistenza aerodinamica del canale, ovvero la potenza del motore utilizzato per far ruotare il condotto, gli autori hanno adoperato una camera a bassa pressione (minore di 5mm di mercurio). Inoltre, per poter simulare tutte le condizioni di interesse, gli autori hanno anche eseguito le prove con una pressione all'interno del canale prossima a 10atm . I risultati sperimentali, che per Ro diverso da zero sono presentati solo sui primi due condotti, evidenziano che anche le regioni in cui c'è l'inversione ad "U" della corrente, sono riscaldate, però nel lavoro non c'è alcun dettaglio sulla geometria della curva né sul sistema di riscaldamento utilizzato in queste regioni.

I risultati sperimentali sono presentati in termini normalizzati rispetto ad una correlazione simile a quella di Dittus e Boelter che per $Pr = 0.72$, a detta degli autori, diventa $Nu_D = 0.0176 \cdot Re^{0.8}$. I parametri caratteristici del problema, considerati dagli autori, sono: il numero di Reynolds, quello di rotazione, il rapporto tra la distanza del condotto dall'asse di rotazione ed il diametro idraulico ed il rapporto tra la variazione di densità e la densità media $\Delta\rho/\rho = \Delta T/T$ (che è un altro modo di scrivere il numero adimensionale Bu che tiene in conto degli effetti di galleggiamento). I valori assunti da questi numeri sono rappresentativi delle reali condizioni di funzionamento delle palettature di turbina (Tab. 2.1). Gli esperimenti sono stati eseguiti mantenendo costanti al loro valore medio tre dei quattro parametri e modificando, intorno alla posizione centrale, il quarto.

Re	Ro	$\Delta\rho/\rho$	H/D
25000	0.24	0.13	49

Tab. 2.1 Parametri caratteristici nel raffreddamento delle palettature di turbina e loro valori medi.

Nella Fig. 2.38 sono mostrati gli effetti dovuti alla forza di Coriolis sullo scambio termico convettivo, mantenendo costanti e pari ai valori medi gli altri parametri di interesse; la linea tratteggiata unisce i dati rilevati con rotazione nulla mentre quella continua si riferisce al

Ro medio. Si può notare che per le condizioni medie, nel primo canale in cui il moto è centrifugo, lo scambio termico aumenta di un fattore pari a circa 2 sulla parete posteriore e diminuisce dello stesso fattore sulla parete anteriore il che porta ad un rapporto tra i coefficienti di scambio termico convettivo sulla *trailing* e sulla *leading wall* di quasi cinque. Nel secondo canale queste differenze si smorzano in modo significativo poiché l'aumento sulla parete anteriore, rispetto al caso stazionario, si assesta intorno al 15%, mentre la diminuzione sulla parete posteriore intorno al 20%. Nelle zone di alta pressione (primo canale parete posteriore e secondo canale parete anteriore) all'aumentare dell'inverso del numero di Rossby gli effetti tendono ad essere più marcati: infatti nel primo canale il coefficiente di scambio termico convettivo aumenta di un fattore 3.5, mentre nel secondo canale, dove gli effetti delle forze di galleggiamento assumono un senso opposto, l'aumento è del 50%.

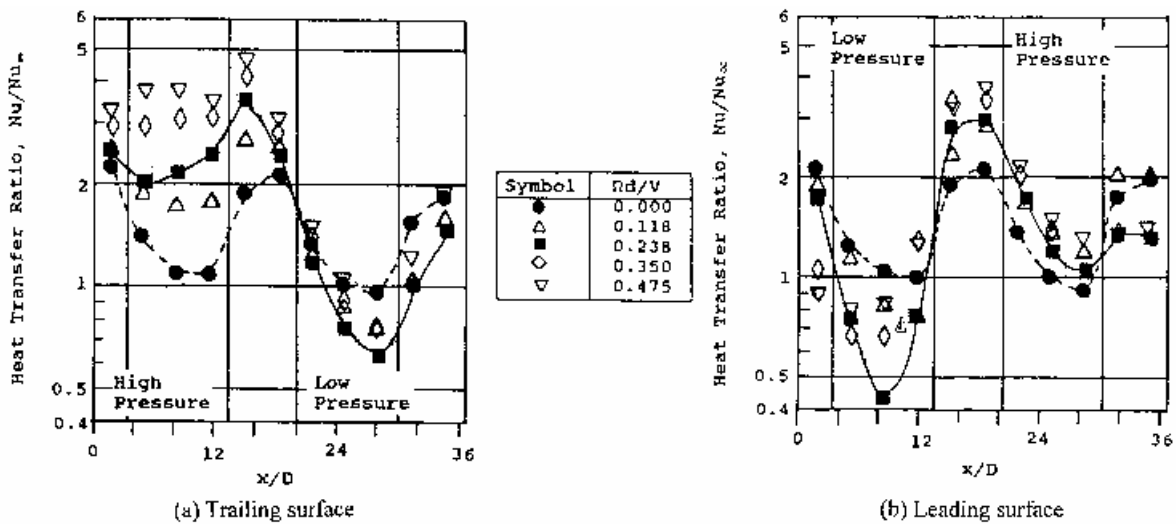


Fig. 2.38 Effetti del Ro sul Nu per $Re = 25000$ e $\Delta\rho/\rho = 0.13$. Wagner et al. (1991b).

Nelle zone di bassa pressione il comportamento del coefficiente di scambio termico convettivo è più complesso. Infatti, all'imbocco del primo condotto, questo diminuisce in modo significativo all'aumentare del Ro mentre, spostandosi verso la parte finale del canale, Nu_D prima diminuisce con Ro e poi aumenta (Fig. 2.39); inoltre il minimo locale dello scambio termico tende a spostarsi verso l'interno all'aumentare del Ro . Gli autori attribuiscono il successivo aumento del coefficiente di scambio termico convettivo con Ro ad uno sviluppo maggiore dei moti secondari indotti dalle forze di Coriolis. Nel secondo condotto, al contrario di quanto succede per le zone ad alta pressione, i fenomeni sono praticamente uguali a quelli appena discussi, il che sembra mostrare, per queste regioni, una minore sensibilità agli effetti dovuti alle forze di galleggiamento.

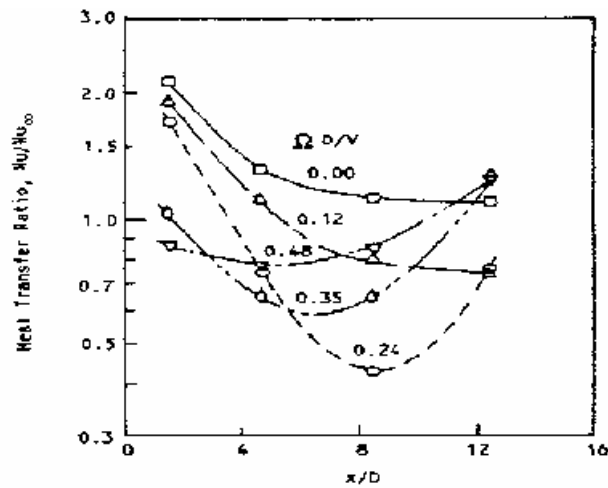


Fig. 2.39 Dettaglio dei profili di Nu per la parete anteriore del primo condotto. Wagner et al. (1991a)

Dalla Fig. 2.40, nella quale sono riportati gli effetti di $\Delta\rho/\rho$, si evince che l'aumento di questo parametro induce una variazione dell'incremento del coefficiente di scambio termico su entrambe le superfici e per entrambi i versi del flusso. Nel primo passaggio, sulla *trailing wall* si ha una crescita fino al 50% e sulla *leading wall* questa è fino al 100%; nel secondo passaggio invece l'entità dell'aumento è molto più contenuta.

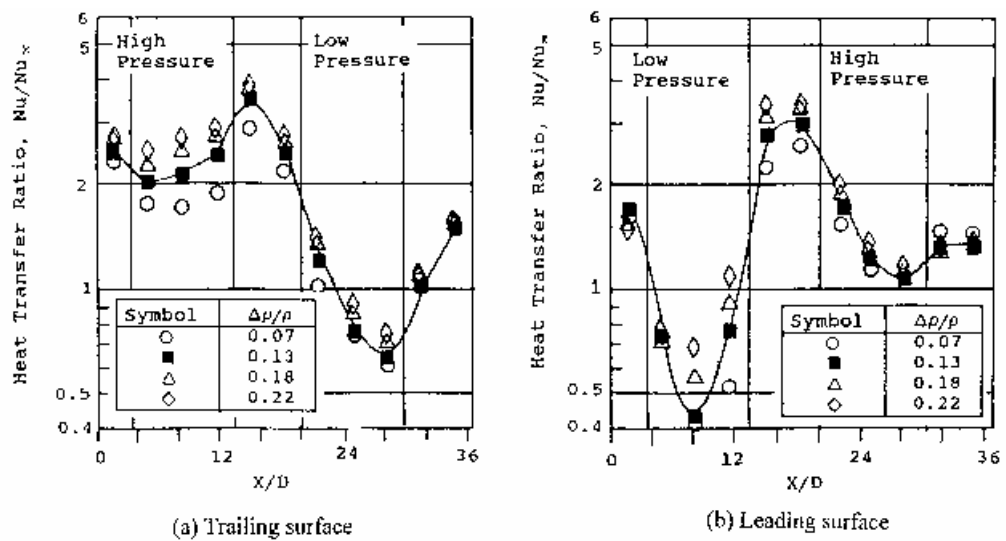


Fig. 2.40 Effetto del $\Delta\rho/\rho$ su Nu per $Re = 25000$ e $Ro = 0.24$. Wagner et al. (1991b).

Anche Wagner et al. propongono l'uso, a meno del numero di Prandtl, del rapporto Ra/Re^2 per ottenere correlazioni affidabili dei dati sperimentali.

Han et al. (1993) hanno condotto uno studio teso ad individuare gli effetti dovuti a diverse condizioni al contorno sullo scambio termico convettivo in canali rotanti, a sezione quadrata, con inversione ad "U" della corrente. Essi hanno paragonato tre condizioni al

contorno: temperatura di parete uniforme, flusso termico costante sulle quattro superfici e superficie posteriore ad una temperatura costante ma maggiore di quella anteriore anch'essa costante. Nel confronto fra le prime due condizioni al contorno, i risultati sperimentali evidenziano un generale aumento del coefficiente di scambio termico convettivo per la condizione di flusso termico costante. Questo aumento è più pronunciato nelle zone a bassa pressione perché il moto secondario, prodotto dalle forze di Coriolis, conduce ivi fluido refrigerante, proveniente dalla parete ad alta pressione, più freddo con un conseguente aumento dello scambio termico sulla parete anteriore per flusso centrifugo e su quella posteriore per flusso centripeto.

Kuo e Hwang (1994) hanno esaminato gli effetti dovuti ad un diverso rapporto fra le dimensioni della sezione rettangolare ($AR = 0.5, 1, 2$). Per $AR = 0.5$ il gradiente della forza di Coriolis, sulla parete corta, è maggiore che negli altri casi però il moto secondario è indebolito dalle forze viscosive presenti sulle pareti lunghe. L'accoppiamento di questi due effetti produce un aumento dello scambio termico convettivo per $AR = 1$ rispetto agli altri due casi.

Iacovides e Launder (1991) hanno studiato numericamente il problema del flusso centrifugo in un condotto rotante a sezione quadrata o rettangolare, utilizzando un approccio ai volumi di controllo associato ad un modello di turbolenza $k-\varepsilon$ ad una equazione. Nello studio non sono stati inclusi gli effetti dovuti alle forze di galleggiamento. All'aumentare della velocità di rotazione, a causa dell'instabilità che si genera sulla parete posteriore, il moto secondario, prodotto dalle forze di Coriolis, subisce una transizione dalla struttura con due vortici ad una con quattro. Questa transizione avviene prima sia per numeri di Reynolds elevati, quando gli effetti della viscosità sono meno importanti, che per sezione quadrata, a causa della maggiore influenza delle forze di Coriolis. È interessante notare che la struttura a quattro vortici, che aumenta lo scambio termico convettivo medio sulla parete posteriore, presenta un fenomeno di isteresi che, a parità di Ro , può provocare una differenza del coefficiente di scambio termico convettivo sulla *trailing wall* anche del 20%.

Kukreja et al. (1998) hanno utilizzato la tecnica della sublimazione della naftalina per ottenere misure, con un'elevata risoluzione spaziale, delle distribuzioni superficiali del coefficiente di scambio termico convettivo sulle pareti laterali di un canale rotante a sezione quadrata con inversione ad "U" della corrente. Nella tabella che segue sono riportate le condizioni di prova.

<i>Re</i>	<i>Ro</i>
5500	0.09, 0.16, 0.24
10000	0.05, 0.09
14500	0.09

Tab. 2.2 Condizioni di prova. Kukreja et al. (1998).

In accordo con gli studi precedenti, gli autori hanno misurato nel canale d'ingresso della *trailing wall* valori del Sh/Sh^* maggiori di quelli della *leading wall*. In prossimità dell'ingresso della curva si rileva una variazione del coefficiente di scambio termico convettivo nella direzione del flusso, maggiore di quella osservata nella medesima regione della *trailing wall*. Nella curva la rotazione determina sulla *leading wall* un significativo aumento dello scambio termico che riguarda in particolar modo la prima metà; sulla *trailing wall*, invece, la rotazione determina un più moderato incremento dello scambio termico che però interessa la seconda metà della curva. La rotazione determina nel canale d'uscita della *trailing wall*, subito a valle del secondo angolo interno (secondo angolo del setto), una zona ad alto scambio termico; l'opposto si verifica nella corrispondente regione della *leading wall*. Infine a parità di *Ro* un flusso a portata più bassa provoca un incremento più forte dello scambio termico nella zona d'inversione.

Le tecniche dei cristalli liquidi e della Laser Doppler Anemometry (LDA) sono state utilizzate da Iacovides et al. (1999) per studiare il comportamento termofluidodinamico del flusso di un fluido all'interno di un canale rotante con inversione ad "U" della corrente, dove sono stati simulati $Re=30000$ e $Ro=0.2$. Gli autori utilizzando acqua come fluido di lavoro hanno potuto simulare un elevato valore del *Ro* con velocità di rotazione del canale molto più basse rispetto a quelle utilizzate per simulare gli stessi *Ro* in canali rotanti attraversati da aria. L'utilizzo dell'acqua ha aggiunto però delle complicazioni. Infatti, come dichiarano gli autori, i cristalli liquidi, sebbene nominalmente impermeabili, assorbono comunque una piccola percentuale di acqua che determina delle alterazioni alle misure di scambio termico. Per tale motivo essi hanno interposto tra il fluido in moto ed i cristalli liquidi un "*heating foil*" costituito da una lamina di acciaio inossidabile dello spessore di $15\mu m$; mentre la parte dei cristalli liquidi esposta all'aria è coperta da lastre di perspex. Inoltre l'acqua, determinando coefficienti di scambio termico convettivo più elevati, provoca una riduzione della costante $\tau = \rho_w c_{pw} k_w / h^2$

che, divenendo molto piccola, impedisce un accurata misura dello scambio termico a causa degli innalzamenti troppo repentini della temperatura superficiale.

Gli autori hanno effettuato misure di velocità nella curva, in un piano posto in prossimità dell'apice del setto e parallelo a questo (Fig. 2.41). I profili di velocità ottenuti hanno indotto gli autori ad ipotizzare che il campo di moto secondario nella curva sia caratterizzato dalla presenza di un unico vortice posizionato vicino la *leading wall* e, da prove di visualizzazione di campi di moto effettuate con canale in rotazione, essi hanno visto che questo vortice tende a spostarsi, nella seconda metà della curva ed all'uscita di questa, verso la *trailing wall* come evidenziato dalla Fig. 2.42. Ciò è dovuto probabilmente all'inversione della forza di Coriolis che rende la *trailing* e la *leading wall*, nel canale di uscita dove il moto è centripeto, rispettivamente una superficie a bassa ed a alta pressione. Si ricorda che, nel canale d'ingresso dove il moto è centrifugo, la superficie ad alta pressione è la *trailing* mentre quella a bassa pressione è la *leading wall*.

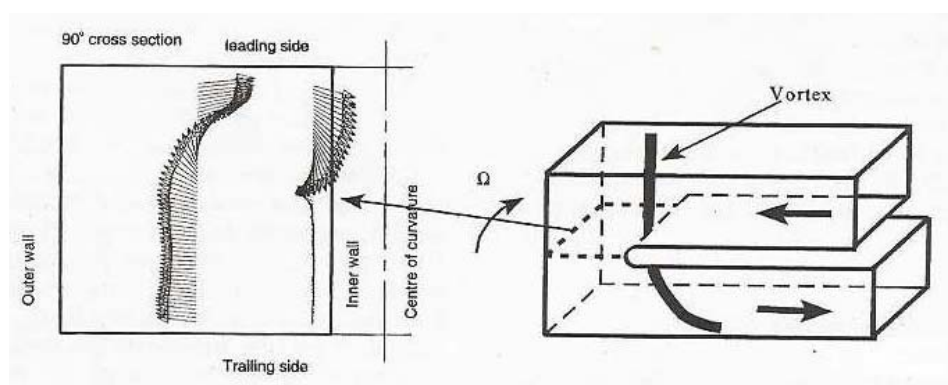


Fig. 2.41 Moto secondario nella curva ($Re=30000$ e $Ro=0.2$). Iacovides et al. (1999).

Le misure di scambio termico condotte sulla *leading wall*, hanno evidenziato nel canale d'ingresso (Fig. 2.43a) valori del Nu simili a quelli relativi al caso statico (Fig. 2.14) e la presenza di gradienti del Nu normali alla direzione del flusso principale. All'ingresso e nella prima metà della curva si trovano due zone ad elevato scambio termico che risultano essere compatibili con il campo di moto secondario misurato nella curva (Fig. 2.41). Immediatamente all'uscita della curva vicino la parete interna si rileva una zona a basso scambio termico, che probabilmente è associato allo spostamento del vortice, presente nella curva vicino la *leading wall*, verso la *trailing wall*. Infatti, come si vede dalla Fig. 2.42C, all'uscita della curva vi è un flusso ad alta velocità che tende ad allontanarsi dalla *leading wall*. Dalla Fig. 2.42A si osserva, all'uscita della curva, un flusso ad alta velocità diretto verso la *leading wall* che dovrebbe essere responsabile della prima parte della zona ad alto scambio termico che si estende, a partire dal secondo angolo esterno della curva, lungo la parete esterna del condotto

d'uscita (Fig. 2.43a). La Fig. 2.42A mostra, dopo circa due diametri idraulici, un abbassamento della velocità, pertanto la seconda metà della zona ad alto scambio termico sopra citata è associata, secondo gli autori, agli elevati livelli di turbolenza misurati in questa stessa zona ma non riportati nell'articolo.

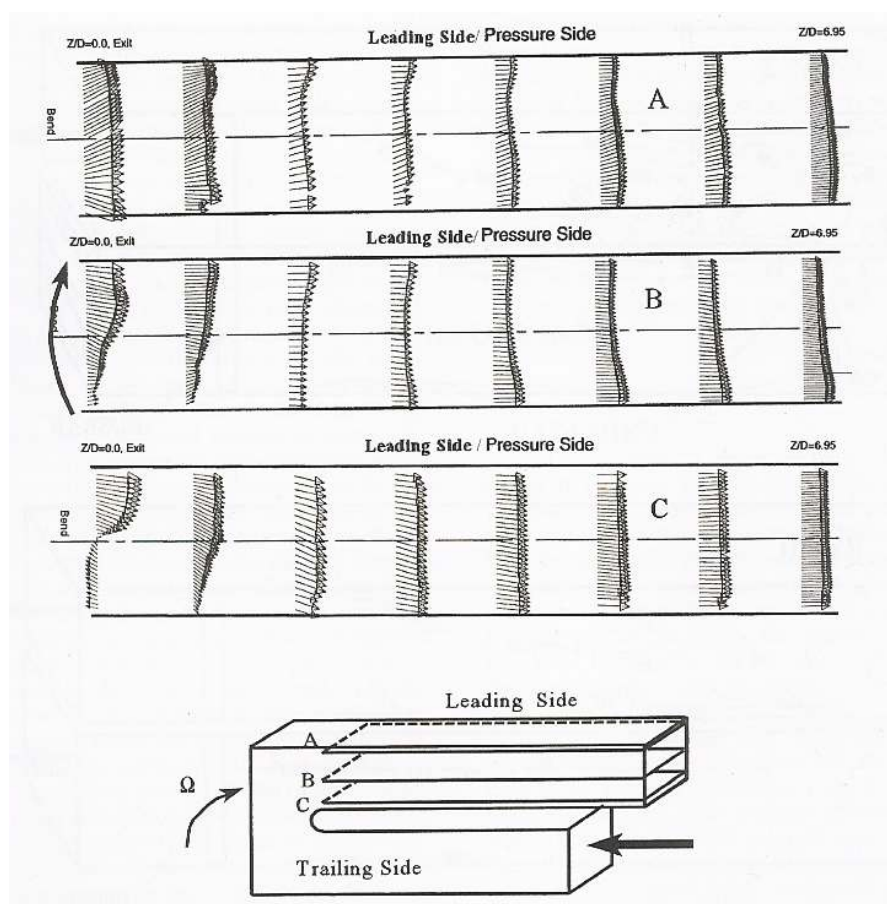


Fig. 2.42 Campi di moto medio (figura in alto) misurati in diverse stazioni dei piani A, B e C (figura in basso) posizionati nel condotto d'uscita ($Re=30000$ e $Ro=0.2$). Iacovides et al. (1999).

Nel canale d'ingresso sulla *trailing wall* (Fig. 2.43b) sono stati misurati valori dello scambio termico simili a quelli misurati nel caso di canale statico (Fig. 2.14) anche se in questo caso si rileva l'assenza di gradienti di scambio termico ortogonali alla direzione del flusso. Nella prima parte della curva, si rileva la presenza di una zona ad alto scambio termico posizionata in prossimità del primo angolo esterno; mentre nella seconda metà, è evidente un brusco innalzamento del Nu probabilmente associato allo spostamento del vortice, presente nella curva, dalla *leading* alla *trailing wall*. La Fig. 2.42C mostra, nel canale d'uscita a circa un diametro idraulico dall'apice del setto, una regione di riattacco sulla *trailing wall* che è responsabile dell'innalzamento del Nu rilevato nella medesima zona. La distribuzione del Nu

sulla *trailing wall* (Fig. 2.43b) risulta simile a quella relativa al caso statico (Fig. 2.14) e ciò, secondo gli autori, è probabilmente associato al fatto che l'evoluzione del flusso lungo la *trailing wall* risulta simile a quella relativa alle pareti laterali del canale in assenza di rotazione.

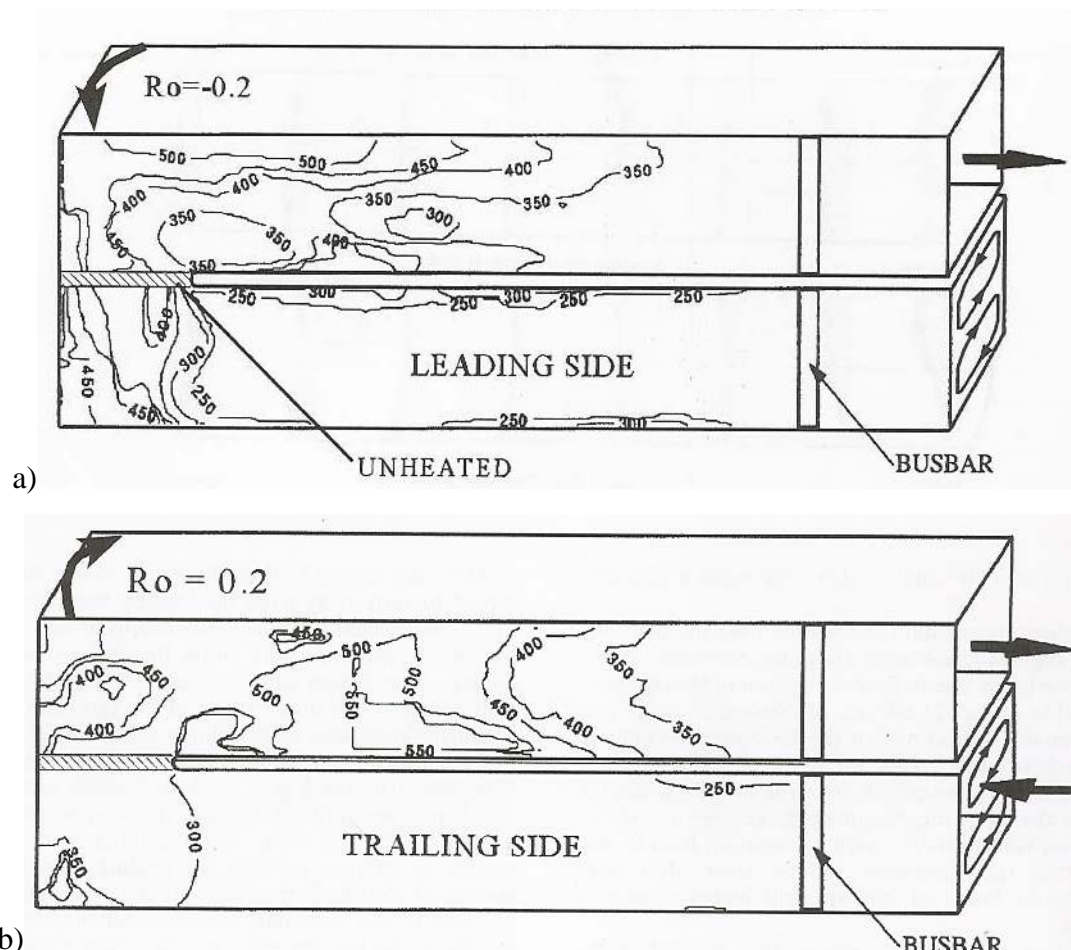


Fig. 2.43 Distribuzioni locali del numero di Nusselt ($Re=30000$ e $Ro=0.2$): a) *leading wall*, b) *trailing wall*. Iacovides et al. (1999).

La Fig. 2.44 riporta gli andamenti lungo l'asse longitudinale del canale del Nu medio relativo sia al caso statico che rotante. Il profilo del Nu relativo alla *leading wall* presenta, nel canale d'ingresso per $x/D > -2$, valori lievemente inferiori a quelli relativi al caso statico ed all'entrata della curva subisce un brusco innalzamento. Il profilo del Nu relativo alla *trailing wall* presenta, nel canale d'ingresso e nella prima metà della curva, lo stesso andamento di quello relativo al caso statico; nella seconda metà della curva e nel canale d'uscita, l'andamento continua ad essere simile a quello del caso statico anche se vi è un innalzamento ed uno spostamento a valle del massimo.

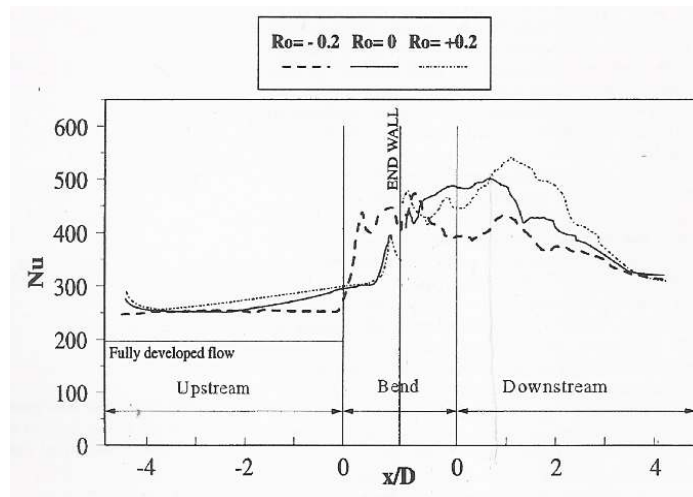


Fig. 2.44 Distribuzioni del numero di Nusselt medio ($Re=30000$ e $Ro=0.2$). Iacovides et al. (1999).

Liou e Chen (1999a) hanno studiato il campo di moto all'interno di un canale rotante con inversione ad "U" della corrente mediante l'uso della tecnica Laser Doppler Velocimetry (LDV). In accordo con gli studi teorici e sperimentali presenti in letteratura, hanno osservato, nel canale d'ingresso, un profilo della velocità assiale asimmetrico, deflesso verso la *trailing wall*. Subito a valle della curva, la bolla di ricircolo, posizionata sulla parete del setto di separazione, riduce le sue dimensioni di circa il 75% rispetto a quella misurata nel caso statico. Infine misure delle fluttuazioni medie della velocità assiale sono state effettuate, sia nel condotto d'ingresso che d'uscita, in piani normali alla direzione del flusso lungo la linea centrale che congiunge la *leading* e la *trailing wall* (Fig. 2.45). Da queste misure è emerso che, nel condotto d'ingresso, in prossimità della *trailing wall*, si ha un innalzamento dei livelli di turbolenza rispetto a quelli misurati nel caso statico (Fig. 2.16); nella prima parte del condotto d'uscita gli innalzamenti più consistenti si sono rilevati vicino la *trailing wall* (Fig. 2.45); procedendo ulteriormente verso valle i livelli di turbolenza sulla *trailing wall* sono inferiori a quelli misurati sulla *leading wall*.

Nello stesso anno Liou e Chen (1999b) hanno pubblicato un altro articolo nel quale hanno riportato i risultati relativi a misure di scambio termico effettuate mediante l'utilizzo di termocoppie. Al fine di favorire una migliore comprensione dell'influenza del Re e del Ro sulla distribuzione del coefficiente di scambio termico convettivo, gli autori hanno realizzato due diagrammi, relativi al canale d'ingresso e d'uscita (Fig. 2.46), nei quali sono mostrati gli andamenti del Nusselt medio in funzione del Ro per i diversi numeri di Reynolds sperimentati (5000, 10000, 30000 e 50000).

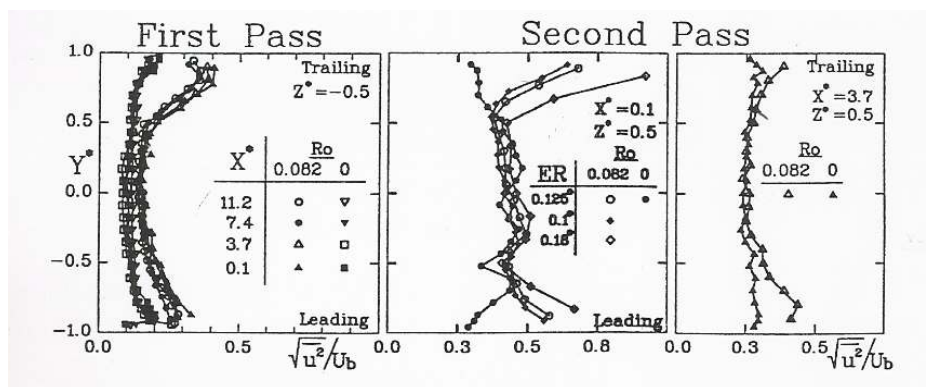


Fig. 2.45 Profili delle fluttuazioni turbolente medie della velocità assiale ($Re=14000$ e $Ro=0.2$). Liou e Chen (1999a).

Dall'analisi del diagramma riportato in Fig. 2.46 è possibile fare sostanzialmente le seguenti osservazioni:

- la differenza tra i Nu misurati sulla *leading* e sulla *trailing wall* aumentano all'aumentare del Ro e tali differenze risultano maggiori nel canale d'ingresso che in quello d'uscita. Gli autori attribuiscono questo comportamento al diverso effetto prodotto dalle forze di galleggiamento sul flusso nel canale d'ingresso e d'uscita.
- Nel canale d'ingresso, all'aumentare del Ro , il Nu aumenta sulla *trailing wall* e diminuisce sulla *leading wall*. Infatti per il massimo Ro sperimentato ($Ro=0.44$) hanno misurato sulla *trailing* un Nu medio che è 3 volte più grande di quello misurato sulla *leading wall*. Nel canale d'uscita, all'aumentare del Ro , le differenze del Nu medio misurato sulla *leading* e sulla *trailing wall* aumentano debolmente. Infatti per il massimo Ro sperimentato ($Ro=0.44$) hanno misurato sulla *trailing* un Nu medio che è 1.4 volte più grande di quello misurato sulla *leading wall*.
- Sia sulla *leading* che sulla *trailing wall* dei canali d'ingresso e d'uscita, si può osservare che, a parità di *rotation number*, lo scambio termico peggiora all'aumentare del numero di Reynolds. Questo fenomeno è particolarmente evidente per Ro pari a circa 0.2.

Anche gli andamenti del Nu in funzione dell'ascissa longitudinale del canale (Fig. 2.47), relativi ai diversi Ro sperimentati (0.13, 0.22, 0.33 e 0.44) evidenziano che le differenze tra i Nu misurati, nel canale d'ingresso, sulla *leading* e sulla *trailing wall* risultano maggiori di quelle misurate nel canale d'uscita. Questo è particolarmente evidente nella prima parte del canale d'uscita dove, secondo gli autori, lo scambio termico è principalmente governato dagli effetti della geometria della curva.

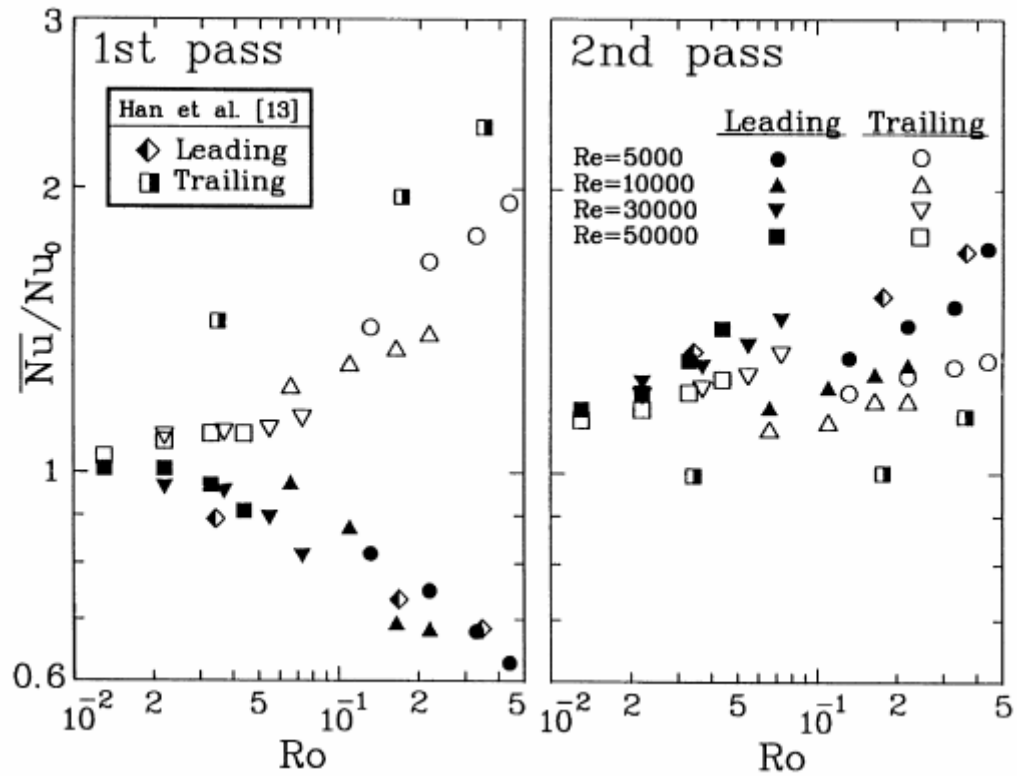


Fig. 2.46 Effetti del *rotation number* e del numero di Reynolds sullo scambio termico complessivo del canale d'ingresso e d'uscita. Liou e Chen (1999b).

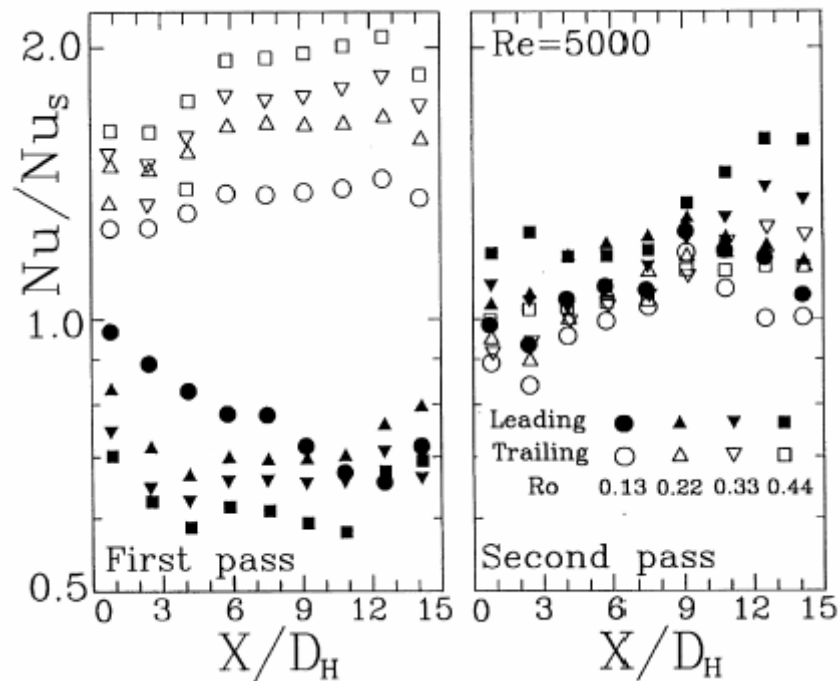


Fig. 2.47 Distribuzioni del numero di Nusselt normalizzato lungo l'asse longitudinale del condotto d'ingresso e d'uscita. Liou e Chen (1999b).

Al-Qahtani et al. (2002) hanno studiato numericamente, mediante il metodo RANS, il campo di moto e lo scambio termico in un canale con inversione ad “U” della corrente a sezione rettangolare ($AR=2$). In particolare hanno studiato gli effetti prodotti dalla forza di Coriolis, forza di galleggiamento centrifuga, dalla curva e dall’orientamento del canale; quest’ultimo è individuato dall’angolo β che rappresenta l’angolo formato dall’asse di rotazione con l’asse di curvatura della regione d’inversione del canale (vedi Fig. 2.48).

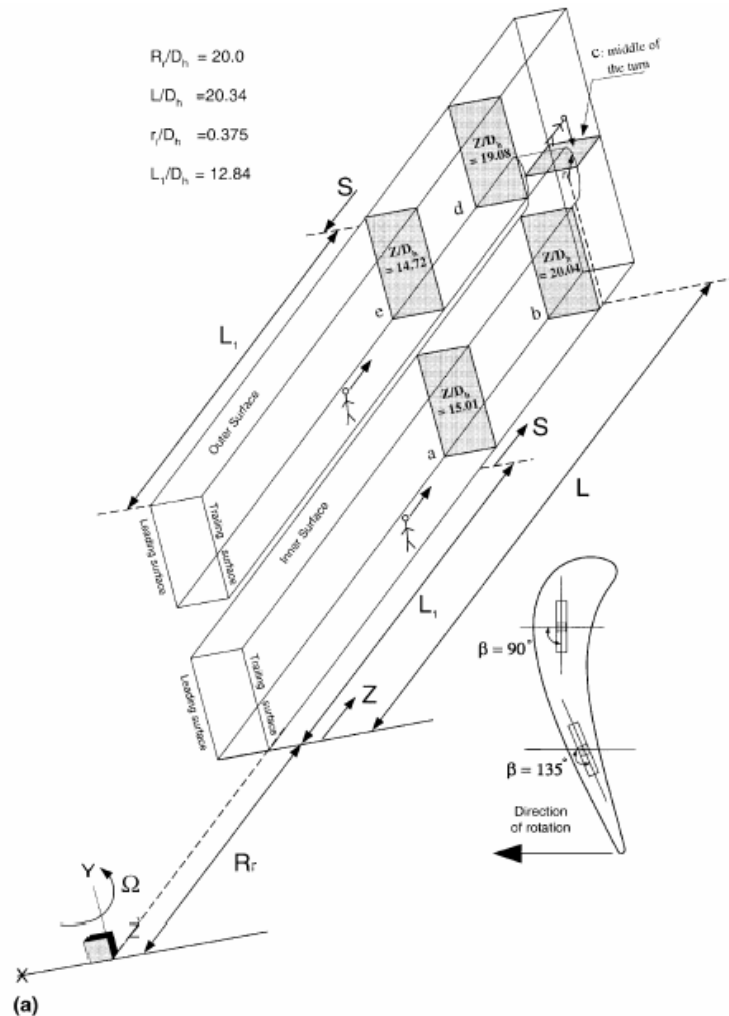


Fig. 2.48 Geometria del canale di prova. Al-Qahtani et al. (2002).

Nel caso rotante ($\beta=90^\circ$), le forze di Coriolis spingono, nel canale d’ingresso (Fig. 2.49a e b), il fluido freddo al centro della sezione verso la *trailing wall*, dove si separa, e dopo aver lambito le pareti interna ed esterna si ricongiungono sulla *leading wall*. Lo strato limite si formerà a partire dalla *trailing wall*, dove risulterà più sottile, per poi svilupparsi lungo le pareti laterali e lungo la *leading wall*. Ciò determina un gradiente di temperatura nella sezione del canale più ripido verso la *trailing* che in prossimità della *leading wall*; pertanto il fluido “freddo” più pesante, presente sulla *trailing wall*, sarà accelerato dalla forza di galleggiamen-

to centrifuga, mentre il fluido “caldo”, presente sulla *leading wall*, sarà decelerato; pertanto un eventuale “*reverse flow*” si verificherà sulla *leading wall* (Fig. 2.50).

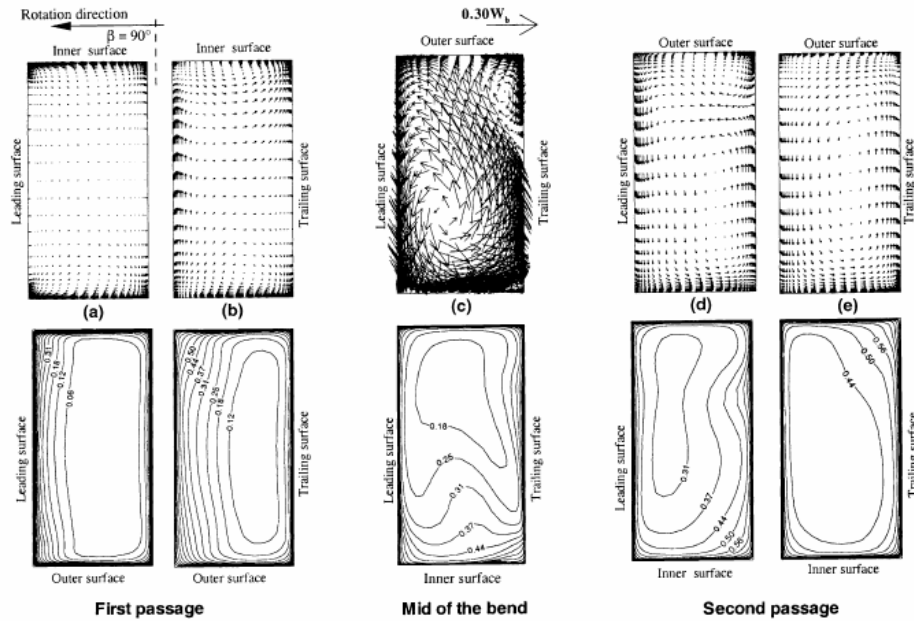


Fig. 2.49 Campi di moto secondario e distribuzioni della temperatura adimensionalizzata ($\theta = (T - T_0)/(T_w - T_0)$) per $Re=10000$, $Ro=0.22$, $\Delta\rho/\rho=0.22$ e $\beta=90^\circ$: a) $Z/D=15.01$, b) $Z/D=20.04$, c) centro della curva, d) $Z/D=19.08$, e) $Z/D=14.72$. Al-Qahtani et al. (2002).

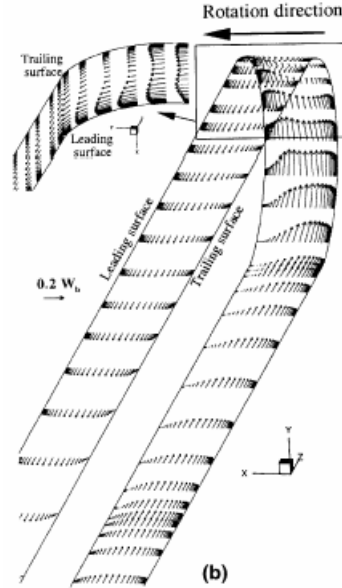


Fig. 2.50 Profili di velocità assiali valutati su segmenti congiungenti la *leading* e la *trailing wall* posti nel mezzo tra la parete interna ed esterna: $Re=10000$, $Ro=0.22$, $\Delta\rho/\rho=0.22$ e $\beta=90^\circ$. Al-Qahtani et al. (2002).

Nella curva (Fig. 2.49c) il campo di moto calcolato, in accordo con gli altri lavori presenti in letteratura, è caratterizzato dalla presenza di un vortice molto intenso, posizionato vicino la *leading wall*, e di un altro vortice, di dimensioni ridotte, posto in prossimità

dell'angolo formato dalla parete esterna con la *trailing wall*. Tracce delle caratteristiche del campo di moto secondario calcolato nella curva sembrano essere presenti nel canale d'uscita nel piano posto a $Z/D=19.08$ (Fig. 2.49d); invece, nel piano posizionato a $Z/D=14.72$ (Fig. 2.49e) il campo di moto secondario sembra essere contraddistinto dalla presenza di un unico vortice.

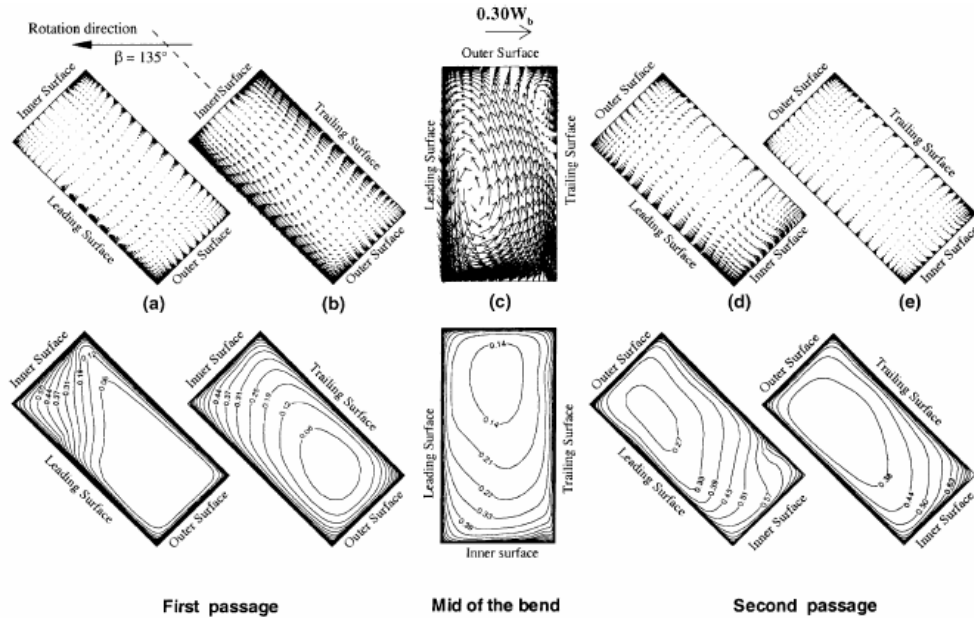


Fig. 2.51 Campi di moto secondario e distribuzioni della temperatura adimensionalizzata ($\theta = (T - T_0) / (T_w - T_0)$) per $Re=10000$, $Ro=0.22$, $\Delta\rho/\rho=0.22$ e $\beta=135^\circ$: a) $Z/D=15.01$, b) $Z/D=20.04$, c) centro della curva, d) $Z/D=19.08$, e) $Z/D=14.72$. Al-Qahtani et al. (2002).

Inclinando il canale ($\beta=135^\circ$), nel canale d'ingresso si formano comunque due celle contro-rotanti (Fig. 2.51a e b). Infatti il fluido “freddo”, presente al centro del canale, verrà spinto diagonalmente dalla forza di Coriolis verso l'angolo formato dalla parete esterna e dalla *trailing wall*, dove si biforca, e dopo aver fluito sulla *leading* e *trailing wall*, si ricongiunge nuovamente in prossimità dell'angolo formato dalla *leading wall* con la parete interna; pertanto lo strato limite si formerà a partire dalla *trailing wall* e dalla parete esterna, lungo le quali risulterà più sottile, per poi svilupparsi e quindi ispessirsi lungo la *leading wall* e la parete interna. Ciò determina, nelle sezioni di ingresso del canale, dei gradienti di temperatura più intensi nelle vicinanze dell'angolo formato dalla *trailing wall* e dalla parete esterna. Quindi ripetendo il ragionamento fatto nel caso di $\beta=90^\circ$ si ha che nel canale d'ingresso un eventuale “reverse flow” si realizzerà lungo la parte interna (Fig. 2.52).

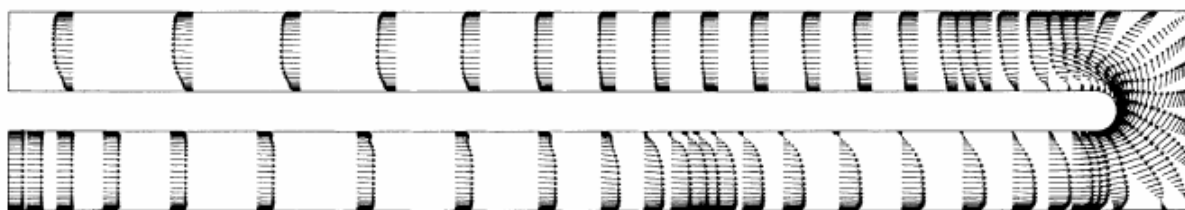


Fig. 2.52 Profili di velocità assiali valutati su segmenti congiungenti le pareti interna ed esterna posti nel mezzo tra la *leading* e la *trailing wall*: $Re=10000$, $Ro=0.22$, $\Delta\rho/\rho=0.22$ e $\beta=135^\circ$. Al-Qahtani et al. (2002).

L'inclinazione del canale non sembra indurre forti variazioni al campo di moto nella curva, anche se sembrano esserci delle significative variazioni della distribuzione della temperatura (Fig. 2.49c e Fig. 2.51c). Le distribuzioni locali del numero di Nusselt (Fig. 2.53), per $\beta=90^\circ$, presentano aspetti molto simili a quelle determinate sperimentalmente da Kukreja et al. (1998) e da Iacovides et al. (1999). Nel caso di $\beta=135^\circ$ è possibile osservare, sia sulla *leading* che sulla *trailing wall* del canale d'ingresso, la presenza di gradienti del Nu asimmetrici lungo la direzione ortogonale al flusso.

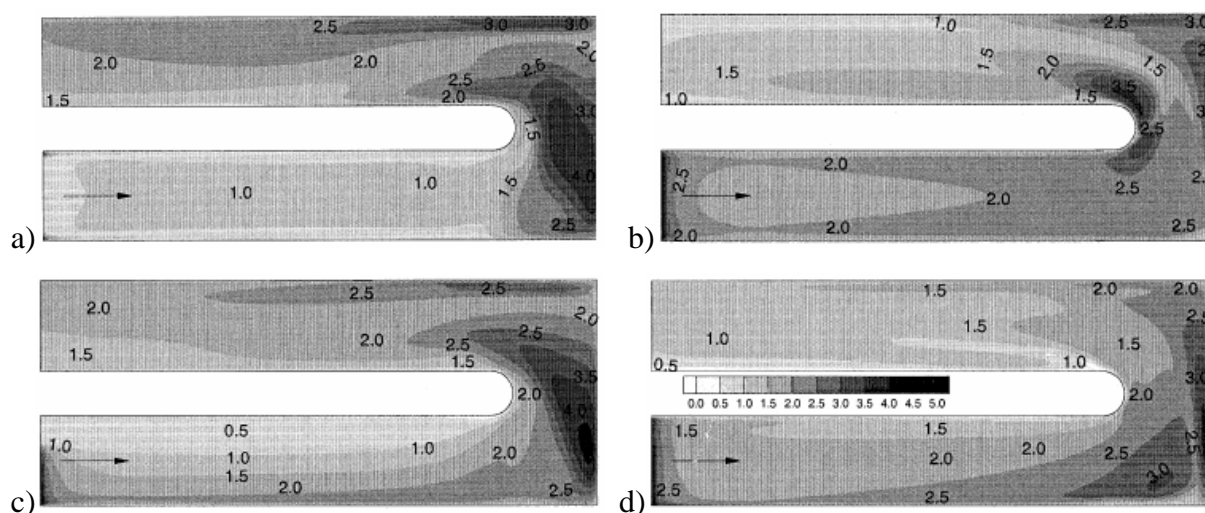


Fig. 2.53 Distribuzioni locali del numero di Nusselt ($Re=10000$, $Ro=0.22$, $\Delta\rho/\rho=0.22$): a) *leading wall* ($\beta=90^\circ$), b) *trailing wall* ($\beta=90^\circ$), c) *leading wall* ($\beta=135^\circ$), d) *trailing wall* ($\beta=135^\circ$). Al-Qahtani et al. (2002).

Gli effetti sullo scambio termico prodotti dall'orientamento del canale rispetto all'asse di rotazione sono stati studiati sperimentalmente, mediante l'utilizzo di termocoppie, da Al-Hadhrani ed Han (2003). Dai diagrammi riportati in Fig. 2.54 si può osservare che:

- le differenze del Nu tra la *leading* e la *trailing wall*, associate alla rotazione del canale, si riducono all'aumentare della orientazione del canale;

- per $\beta=135^\circ$, i valori del numero di Nusselt normalizzato nel canale d'ingresso della *leading wall* e nel canale d'uscita della *trailing wall* sono lievemente maggiori di quelli misurati nelle medesime regioni per $\beta=90^\circ$.

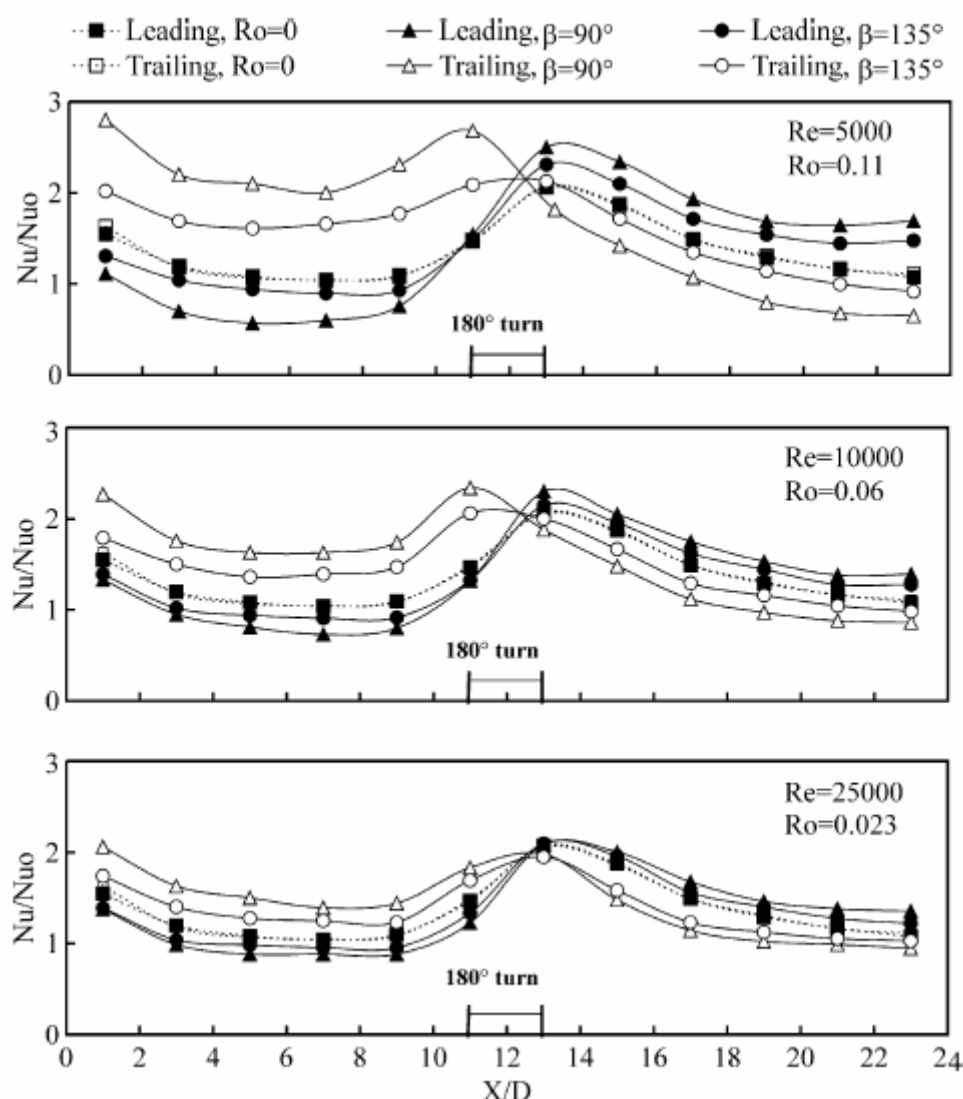


Fig. 2.54 Distribuzioni, in forma integrale, del numero di Nusselt normalizzato. Al-Hadhrami ed Han (2003).

Murata e Mochizuki (2004) hanno effettuato un interessante indagine numerica sul comportamento termofluidodinamico di un flusso in un canale rotante con inversione ad “U” della corrente, la cui geometria è riportata in Fig. 2.55. I risultati relativi al campo di moto secondario risultano essere in buon accordo con quelli, sia numerici che sperimentali, precedentemente ottenuti in letteratura. Gli autori hanno effettuato un’accurata analisi delle distribuzioni del coefficiente di scambio termico convettivo confrontandole anche con le distribuzioni della componente in direzione assiale dello sforzo di taglio alla parete. Da questo confronto sono

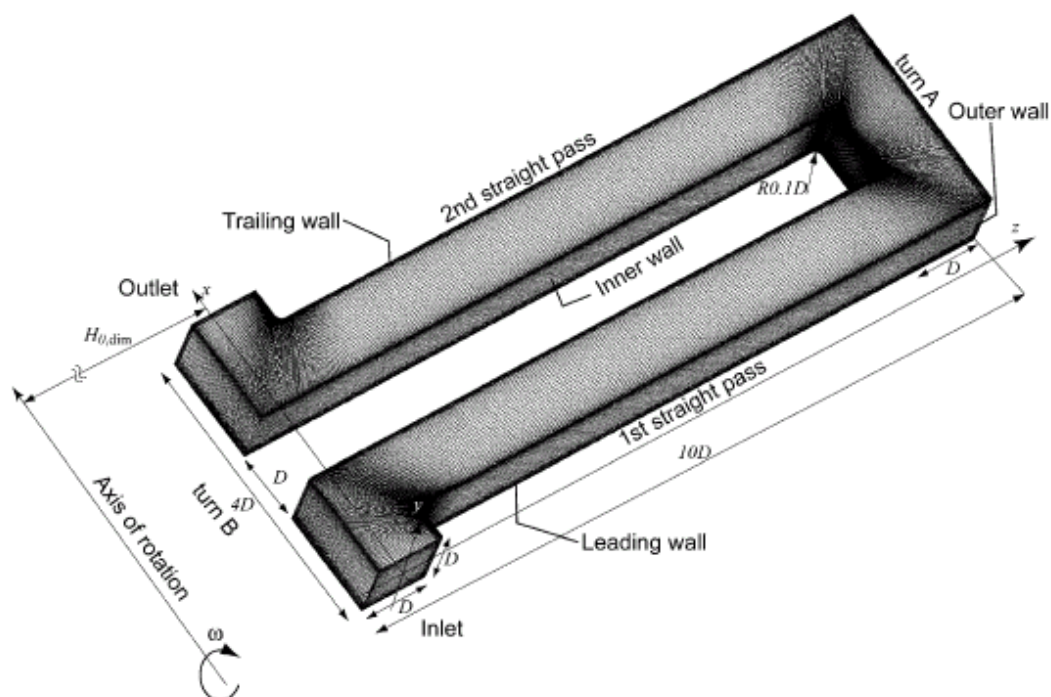
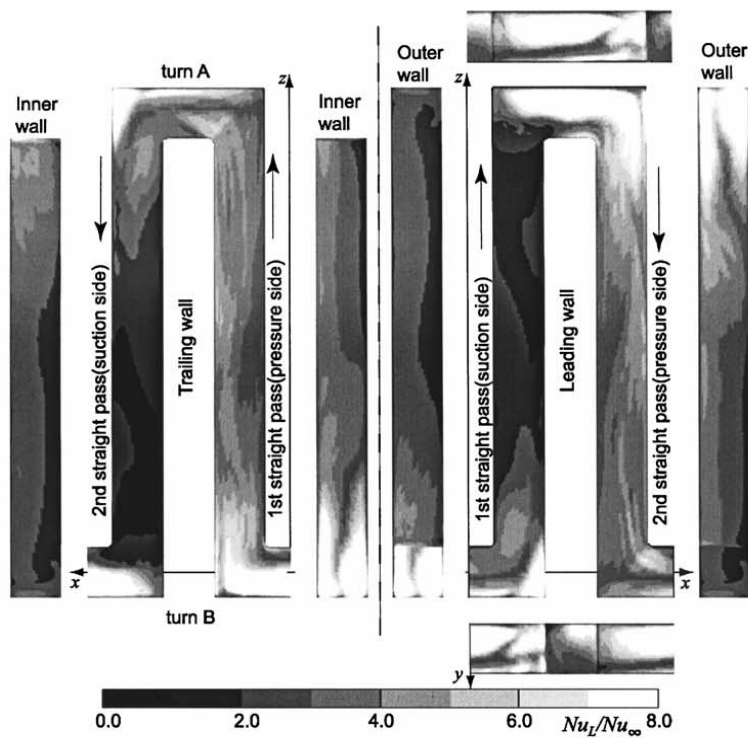


Fig. 2.55 Schema del canale di prova. Murata e Mochizuki (2004).

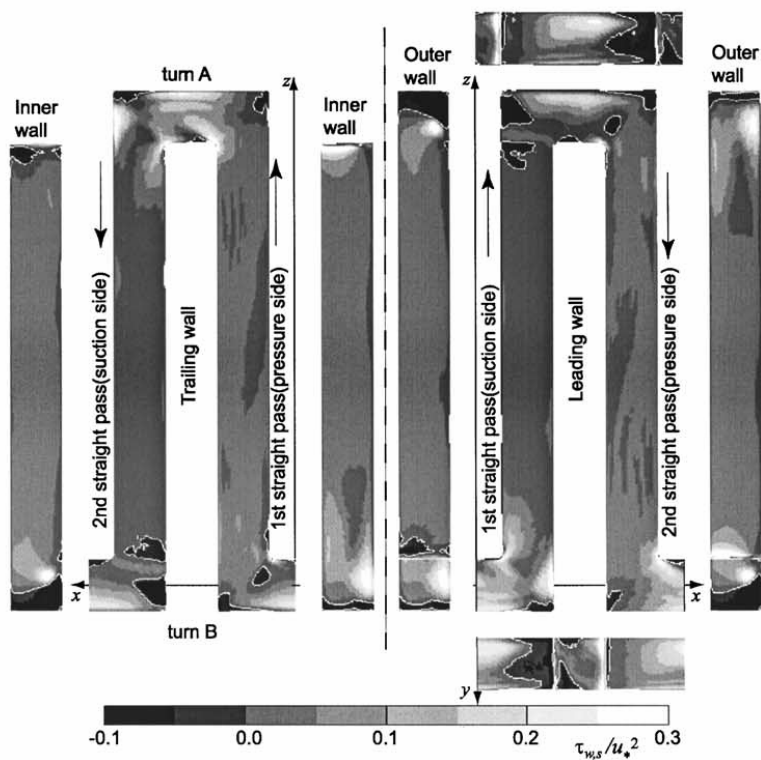
emersi numerosi legami tra le due distribuzioni (Fig. 2.56). Infatti gli autori hanno osservato che alle zone con elevati valori dello scambio termico corrispondono elevati valori positivi dello sforzo di taglio mentre quelle con bassi valori dello scambio termico sono caratterizzate da alti valori negativi dello sforzo di taglio; ciò è dovuto alla presenza, nel primo caso, di flussi impingenti e di flussi separati nel secondo.

Al fine di agevolare il confronto con i risultati ottenuti da altri ricercatori, Murata e Mochizuki (2004) hanno valutato anche le distribuzioni del numero di Nusselt, normalizzato rispetto alla relazione di Kays-Crawford, in forma integrale (Fig. 2.57).

Su et al. (2004) hanno simulato, utilizzando il metodo RANS, l'influenza del numero di Reynolds, dell'Aspect Ratio (AR) e delle forze di galleggiamento sullo scambio termico e sul campo di moto all'interno di un canale rotante con inversione ad "U" della corrente (Fig. 2.26). Per quanto riguarda il caso di canale rotante, gli autori hanno osservato un comportamento del fluido che sembra in accordo con quello visto in studi precedenti; anche se bisogna evidenziare il fatto che, aumentando il Re , il Ro e $\Delta\rho/\rho$, gli effetti della rotazione non sono abbastanza forti da sopprimere i vortici indotti dalla curva (Fig. 2.58a e Fig. 2.58b). Questo fenomeno si verifica nei canali a sezione rettangolare. Infatti il canale a sezione quadrata, per il caso rotante, presenta nella curva un solo vortice.



(a) Nusselt number



(b) streamwise shear stress

Fig. 2.56 Distribuzioni del numero di Nusselt (a) e della componente, lungo la direzione del flusso, dello sforzo di taglio alla parete (b) ($Re=4099$ e $Ro=1$). Murata e Mochizuki (2004).

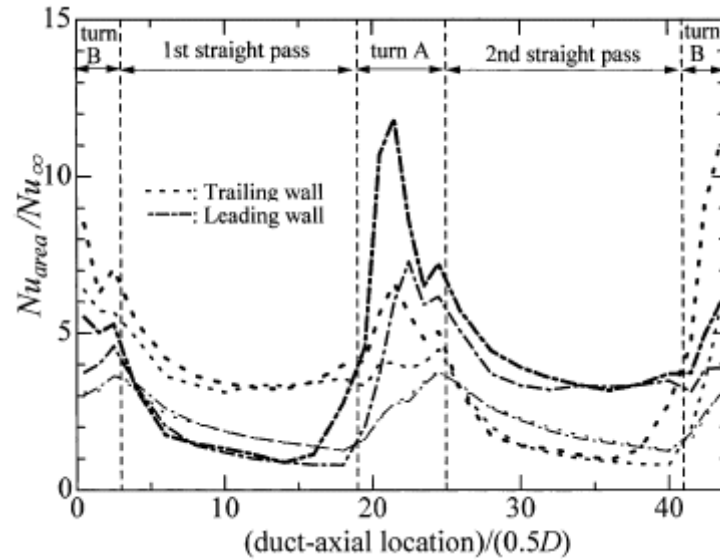


Fig. 2.57 Distribuzioni, in forma integrale, del numero di Nusselt normalizzato: le linee sottili, medie e spesse stanno rispettivamente per $Ro=0$, 1 e 2. Murata e Mochizuki (2004).

I grafici riportati in Fig. 2.59a e b mettono in evidenza che, a parità di Re e Ro , variando AR da 1:1 a 1:4 le differenze tra i numeri di Nusselt misurati sulla *leading* e sulla *trailing wall* del canale d'ingresso diventano più significative. Questo fenomeno può essere attribuito alle variazioni del campo di moto secondario prodotte dalle differenti geometrie della sezione trasversale. Concordemente con gli studi precedenti, gli autori hanno osservato nel primo passaggio del canale a sezione quadrata che, per i valori più elevati del Re e Ro simulati, all'aumentare di $\Delta\rho/\rho$ lo scambio termico migliora sulla *trailing* e peggiora sulla *leading wall*; mentre nel condotto d'uscita si ha una diminuzione dello scambio termico che riguarda sia la *leading* che la *trailing wall*.

In un recente studio numerico condotto da Qin e Pletcher (2006), in accordo con i risultati ottenuti sempre numericamente da Iacovides e Launder (1991), è stato trovato che il campo di moto secondario, nel caso di flusso centrifugo in condotti rettilinei rotanti, è caratterizzato dalla presenza di due coppie simmetriche di vortici contro-rotanti (Fig. 2.60); ogni coppia è costituita da una grossa cella posizionata vicino la parete stabile ($y/D_h=1$, *leading wall*) ed un'altra di dimensioni ridotte rispetto alla precedente, posizionata vicino la parete instabile ($y/D_h=0$, *trailing wall*). All'aumentare del Ro i vortici più grandi tendono a schiacciarsi in prossimità degli angoli formati dalla *leading wall* con le due pareti laterali; mentre quelli meno estesi incrementano sia in intensità che in estensione. Questi moti secondari, secondo gli autori, sono il frutto del bilancio tra il gradiente di pressione assiale e la forza di Coriolis.

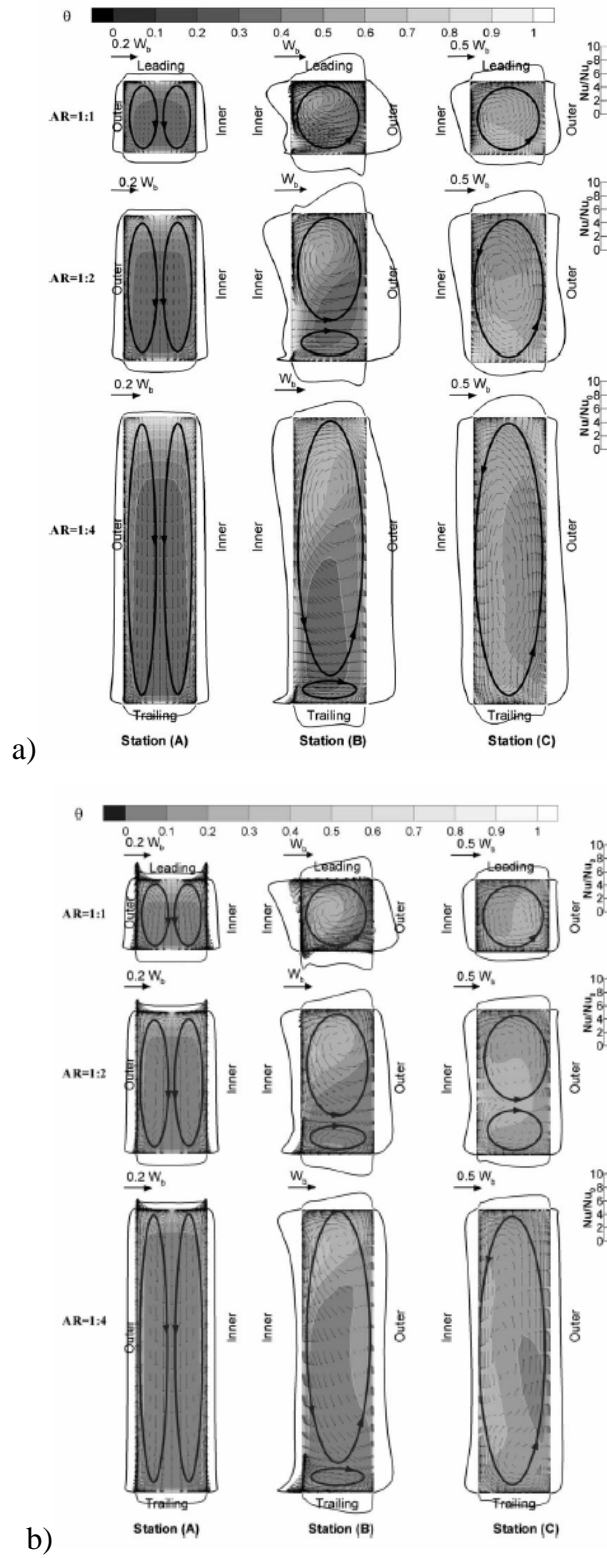


Fig. 2.58 Campi di moto secondario, mappe della temperatura adimensionalizzata $\theta=(T-T_i)/(T_w-T_i)$ e profili del Nu/Nu^* relativi al canale d'ingresso (stazione A), curva (stazione B) e al canale d'uscita (stazione C): a) $Re=10000$, $Ro=0.14$ e $\Delta\rho/\rho=0.13$, b) $Re=100000$, $Ro=0.28$ e $\Delta\rho/\rho=0.20$. Su et al. (2004).

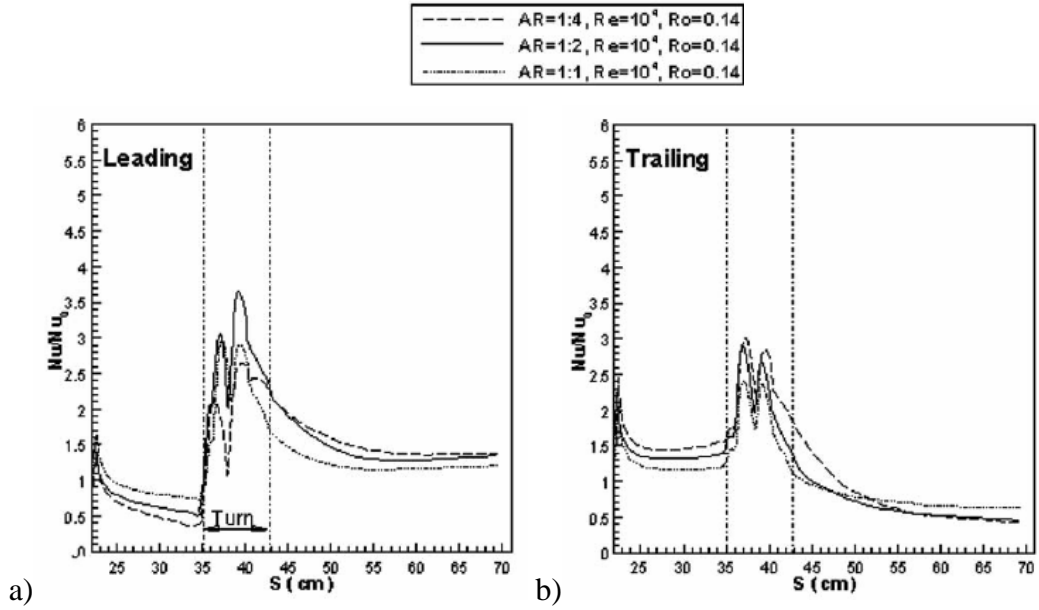


Fig. 2.59 Effetti dell'AR sulle distribuzioni, in forma integrale del numero di Nusselt normalizzato: a) *leading wall*, b) *trailing wall*. Su et al. (2004).

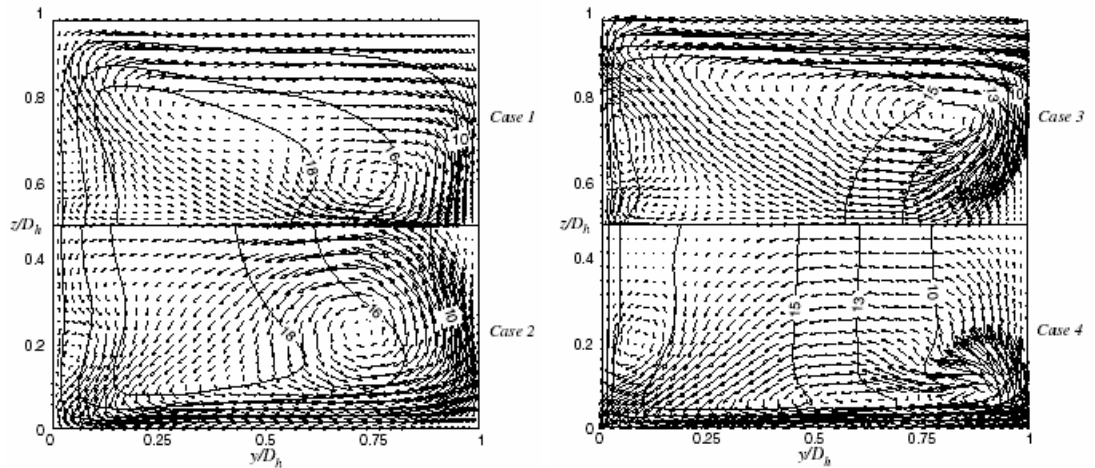


Fig. 2.60 Distribuzioni della velocità in direzione assiale con campo di moto secondario: 1) $Re=4500$ e $Ro=0.0133$, 2) $Re=4500$ e $Ro=0.0266$, 3) $Re=5000$ e $Ro=0.088$, 4) $Re=5000$ e $Ro=0.176$. Qin e Pletcher (2006).

Kim et al. (2007a) hanno effettuato, con la stessa modalità già descritta nel par. 2.1.2, misure del coefficiente di pressione C_p sulle pareti esterna e laterali del canale; le ultime divengono nel caso rotante, a seconda del verso di rotazione, rispettivamente la *leading* e la *trailing wall*. Lungo la direzione principale del flusso (Fig. 2.61) il C_p presenta quasi lo stesso andamento per le tre file di prese posizionate sulle tre pareti sopra citate; anche se, nel canale d'ingresso, sulla *trailing wall* hanno misurato valori del C_p leggermente superiori a quelli misurati sulla *leading* e sulla parete esterna. Nel canale d'uscita, invece, i valori più elevati del C_p sono stati misurati sulla *leading wall* e ciò è legato al cambio della direzione lungo cui

agisce la forza di Coriolis. Incrementando il Ro gli autori hanno riscontrato nel canale d'ingresso un aumento del C_p sulla *trailing wall*, mentre nel canale d'uscita l'aumento ha interessato sia la *leading wall* che la parete esterna.

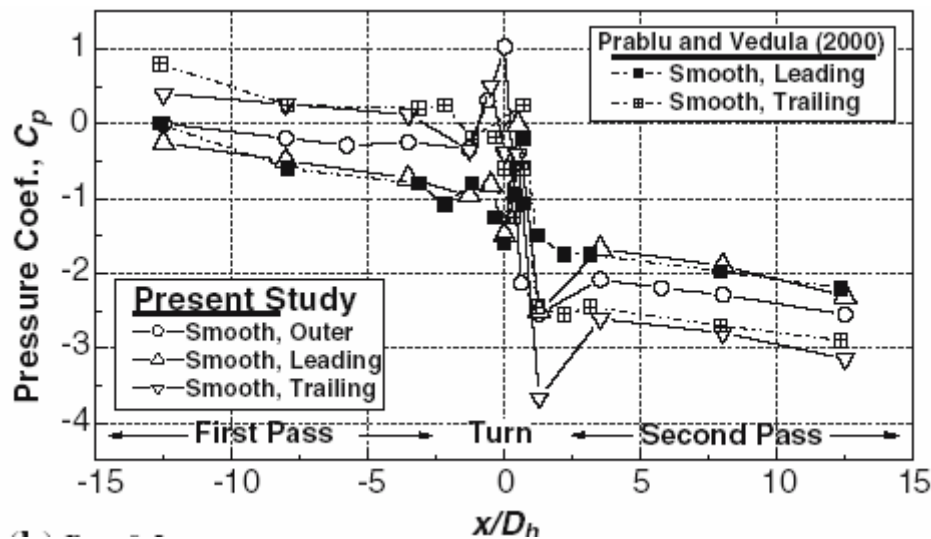


Fig. 2.61 Distribuzioni del coefficiente di pressione C_p lungo la direzione del flusso nel canale ($Re=10000$ e $Ro=0.2$). Kim et al. (2007a).

In Fig. 2.62 sono riportate le distribuzioni locali del coefficiente di scambio termico convettivo, ottenute dagli stessi autori mediante la tecnica della sublimazione della naftalina, relative alla *leading* e alla *trailing wall*, per $Re=10000$ e Ro pari a 0.1 e 0.2. Gli aspetti più salienti deducibili dall'analisi di queste distribuzioni, che sembrano essere in buon accordo con i risultati sia numerici che sperimentali presenti in letteratura, sono:

- nel canale d'ingresso, la rotazione del canale determina un incremento dello scambio termico sulla *trailing wall* ed una diminuzione sulla *leading wall*;
- nella curva la rotazione provoca la formazione di un unico vortice asimmetrico che modifica drasticamente le distribuzioni del coefficiente dello scambio termico convettivo in questa regione sia sulla *leading* che sulla *trailing wall*;
- all'aumentare del Ro le differenze tra le distribuzioni del coefficiente dello scambio termico sulla *leading* e la *trailing wall* divengono molto più accentuate.

Le distribuzioni in forma integrale ottenute da Kim et al. (2007a) (Fig. 2.63) mostrano nel canale d'ingresso un comportamento dello scambio termico che è in accordo con quello evidenziato nei precedenti studi. Sulla *leading wall*, poco prima dell'ingresso alla regione di inversione, si rileva un brusco innalzamento dello scambio termico. Nella curva e nel condotto d'uscita della *trailing wall*, invece, il coefficiente di scambio termico convettivo ha un andamento simile a quello riscontrato, dagli stessi autori nel caso statico (Fig. 2.29).

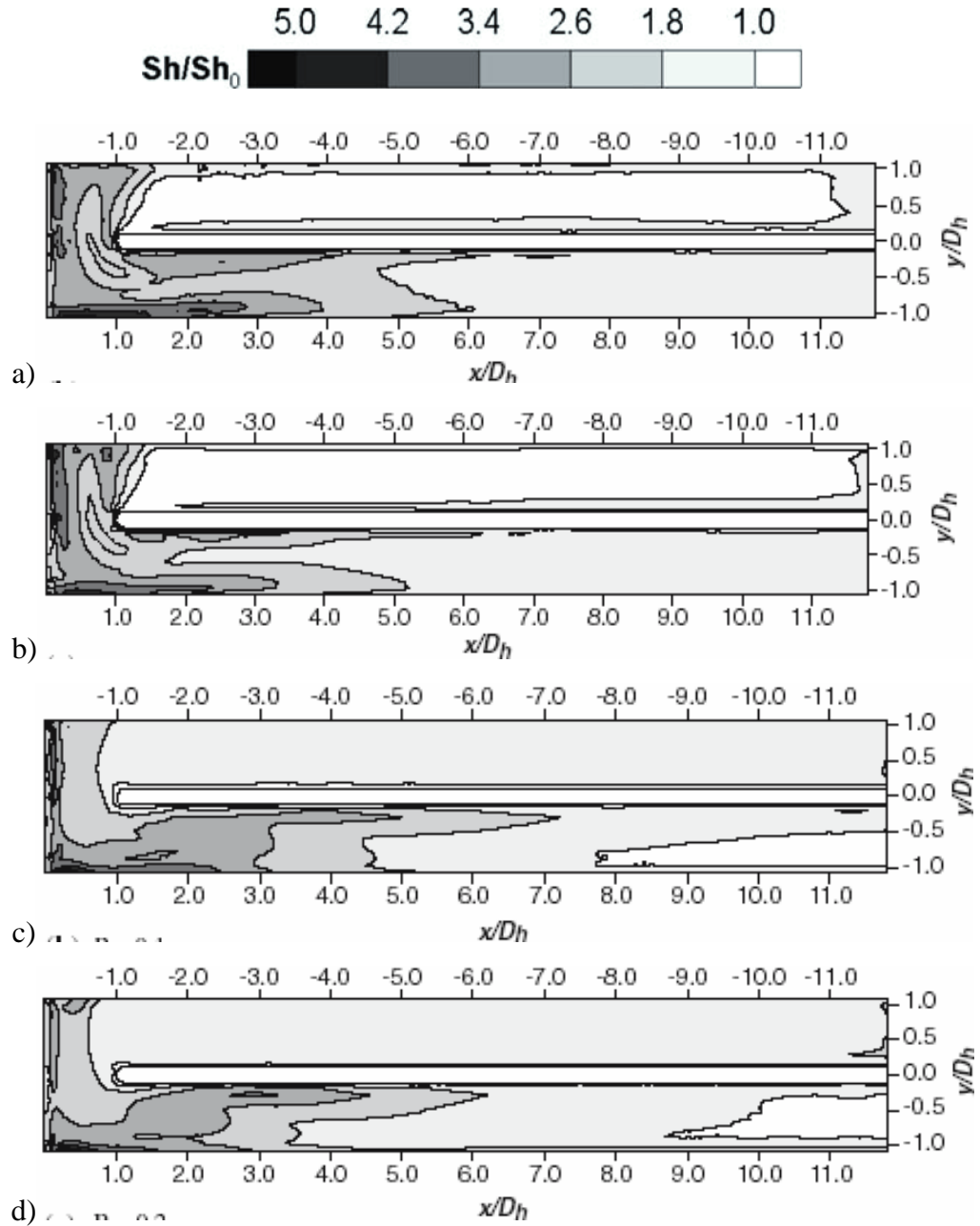


Fig. 2.62 Distribuzioni locali del Sh/Sh^* (Nu/Nu^*) ($Re=10000$): a) *leading wall* $Ro=0.1$, b) *leading wall* $Ro=0.2$, c) *trailing wall* $Ro=0.1$, d) *trailing wall* $Ro=0.2$. Kim et al. (2007a).

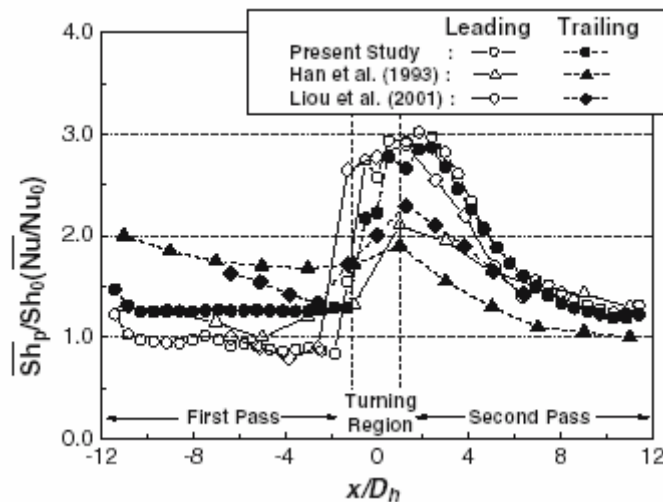


Fig. 2.63 Distribuzioni, informa integrale, del $Sh/Sh^*(Nu/Nu^*)$ ($Re=10000$ e $Ro=0.1$). Kim et al. (2007a).

Nello stesso anno Kim et al. (2007b) hanno pubblicato in altro lavoro nel quale hanno studiato, mediante simulazione numerica effettuata con il software commerciale FLUENT 6.1, il campo di moto principale e secondario in un canale, a sezione quadrata, con inversione ad “U” della corrente. I risultati, riportati in Fig. 2.64, mostrano che all’ingresso della curva $x/D_h=-1.112$ il campo di moto secondario tende a spostare il fluido dalla *leading* verso la *trailing wall*. Nella curva (piano $y/D_h=0$) il campo di moto, in accordo con gli studi precedenti, è caratterizzato dalla presenza di un unico vortice posizionato vicino la *leading wall*. All’uscita della curva (piano $x/D_h=1.112$) il campo di moto è caratterizzato da un forte flusso diretto dalla *leading* verso la *trailing wall* e da un vortice abbastanza esteso posizionato nelle vicinanze dell’angolo formato dalla *leading wall* con la parete esterna. A circa 3 diametri idraulici dall’apice del setto il campo di moto secondario presenta un solo vortice che interessa l’intera sezione del canale. Infine, nei piani successivi, si assiste alla nascita di due celle vorticoso contro-rotanti analoghe, ma con verso di rotazione opposto, a quelle che si formano nel canale d’ingresso dove il moto è centrifugo.

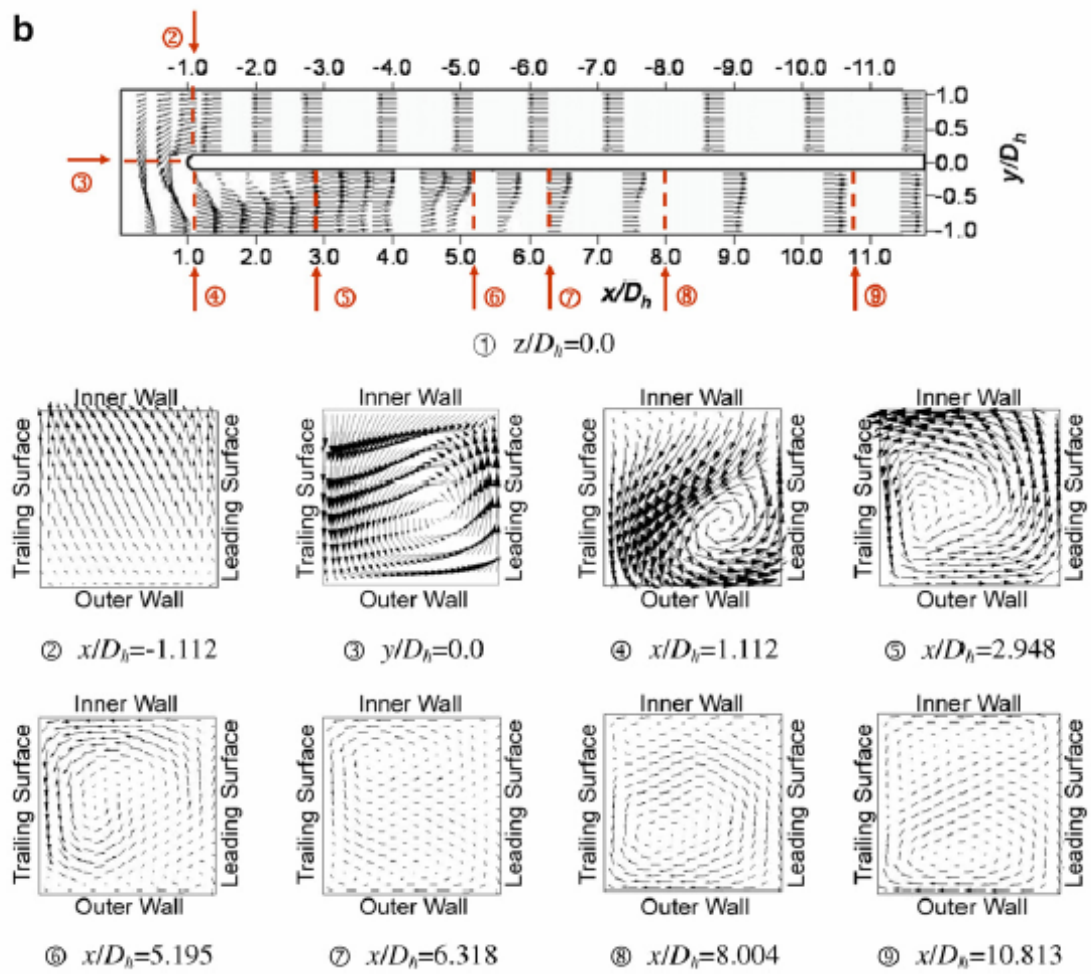


Fig. 2.64 Campi di moto principale e secondario ($Re=10000$ e $Ro=0.2$). Kim et al. (2007b).

3 SENSORI DI FLUSSO TERMICO

La misura dei flussi di calore e/o dei coefficienti di scambio termico per convezione tra una superficie ed una corrente è usualmente più complessa di quella di altre grandezze fluidodinamiche di interesse. La determinazione di un flusso di calore in generale richiede la misura di temperature. Infatti, nelle tecniche di misura ordinarie, i sensori di flusso termico sono di solito costituiti da corpi a comportamento termico noto, la cui temperatura (o la differenza di temperatura, o la variazione della temperatura nel tempo) è misurata in opportuni punti. Lo studio della trasmissione del calore, applicata al modello di sensore considerato, fornisce la relazione con cui, dalle temperature misurate, è possibile risalire al flusso termico (e/o ai coefficienti di scambio) cui è soggetta la superficie.

In generale la misura di flussi termici convettivi comporta una duplice scelta: quella del modello fisico di sensore di flusso termico che meglio si adatta al problema oggetto di studio e quella della tecnica per la misura della temperatura più idonea. Si sottolinea che la scelta di un determinato sensore di flusso termico è spesso legata all'ordine di grandezza delle variazioni spaziali e temporali del flusso termico stesso.

Quando la temperatura è misurata con tecniche di tipo standard (quali termocoppie, termoresistenze, pirometri), il sensore fornisce il flusso di calore locale in un solo punto (o medio su una superficie) e quindi il sensore stesso è classificabile come zero-dimensionale.

Le tecniche convenzionali appaiono quindi insufficienti quando si studiano problemi in cui sono presenti gradienti spaziali dei flussi termici e/o nei casi in cui si richiede anche una completa visualizzazione dell'andamento del flusso termico sulla superficie di scambio.

Un primo passo verso il superamento dei limiti delle tecniche standard zero-dimensionali è rappresentato dall'uso di "cristalli liquidi incapsulati" (Cooper et al. (1975)). In linea di principio, i cristalli liquidi potrebbero essere considerati come sensori di temperatura bidimensionali in quanto consentono di visualizzare mappe di temperatura. C'è da osservare però che, in applicazioni di tipo quantitativo, è necessario usare cristalli il cui colore cambia in un piccolo intervallo di temperatura. In pratica si visualizza una sola isoterma per volta per cui i cristalli liquidi sono da considerarsi, di fatto, come sensori monodimensionali. Altre limitazioni nella pratica applicazione dei cristalli liquidi sono poste sia dal loro campo di lavoro relativamente limitato (tra -40 e 285°C), sia dalla difficoltà di applicare i cristalli su superfici a doppia curvatura soprattutto quando, come spesso avviene, essi sono riportati su fogli di mylar.

Una ulteriore classificazione delle tecniche di misura della temperatura è quella che le distingue in invasive e non invasive. Le prime sono generalmente caratterizzate da una maggiore precisione ma disturbano, con la loro stessa presenza, il fenomeno in osservazione. Tecniche di misura della temperatura considerate invasive sono le termocoppie, i *thin films* e gli RTD.

Le tecniche invasive sono affette da errori riconducibili essenzialmente a due cause. La prima è la variazione delle condizioni termiche, provocata dalla presenza dell'elemento sensibile, nella zona circostante il punto nel quale esso è applicato (ad es., la conduzione attraverso i cavi della termocoppia). La seconda può essere, in alcuni casi, legata alla dimensione finita dell'elemento sensibile; infatti quando l'elemento è applicato in zone ad alti gradienti spaziali di temperatura e/o di flusso termico esso, in generale, è in grado di fornire solo una misura mediata nello spazio.

Le considerazioni precedenti rendono critico l'impiego di elementi sensibili cosiddetti invasivi per misurare flussi termici convettivi su modelli investiti da una corrente fluida. Peraltro molto spesso è richiesta una conoscenza dettagliata della distribuzione superficiale dei flussi termici. In tali casi, spesso occorrono sia misure di tipo qualitativo che quantitativo: le prime per mettere in evidenza le zone di picco dello scambio termico ed avere una visione d'insieme del fenomeno; le seconde per ottenere valori numerici su cui basare le successive fasi del progetto.

Si è già visto che il limite delle convenzionali tecniche quantitative di misura della temperatura è costituito dalla zero-dimensionalità della natura della loro misura, in quanto questa è effettuata in punti discreti della superficie. D'altra parte, le qualitative tecniche classiche di visualizzazione spesso sono invasive; ad esempio la visualizzazione delle linee di corrente ottenuta mediante miscele d'olio e fuliggine o a mezzo di vernici termosensibili, ancorché tecniche bidimensionali, possono essere affette dai depositi sulla superficie del modello.

Il radiometro a scansione nell'infrarosso (Infrared Scanning Radiometer, IRSR), o termografo all'infrarosso, accoppia le caratteristiche qualitative degli strumenti di visualizzazione del flusso a quelle quantitative dei misuratori tipicamente invasivi. Esso fornisce una misura non invasiva, bidimensionale e digitalizzabile per successive elaborazioni del segnale al computer.

In questo capitolo si esamineranno i possibili sensori di flusso termico e l'applicazione ad essi della termografia all'infrarosso; in quello successivo si descriverà in dettaglio la tecnica termografica.

3.1 Sensori di flusso termico non stazionari

Le metodologie, per la misura del flusso termico, si distinguono in tre categorie a seconda del regime: instazionario, quasi stazionario e stazionario.

Nel caso instazionario, si supponga che il flusso termico vari con legge sinusoidale del tipo:

$$q_1 = |q_1| \cdot \sin(\phi \cdot t)$$

dove ϕ è la frequenza di variazione del flusso termico. Quest'ultima può essere confrontata con la frequenza caratteristica del sensore α/s^2 , dove s ed α sono rispettivamente lo spessore e la diffusività termica del sensore.

Tale frequenza è l'inverso del tempo caratteristico impiegato dal sensore per adeguarsi alle variazioni di temperatura (tempo di equilibramento).

Per confrontare quantitativamente le due grandezze in esame è necessario fissare non solo la condizione del flusso entrante, ma anche quella del flusso uscente dalla parte interna del corpo, come mostrato nella Fig. 3.1.

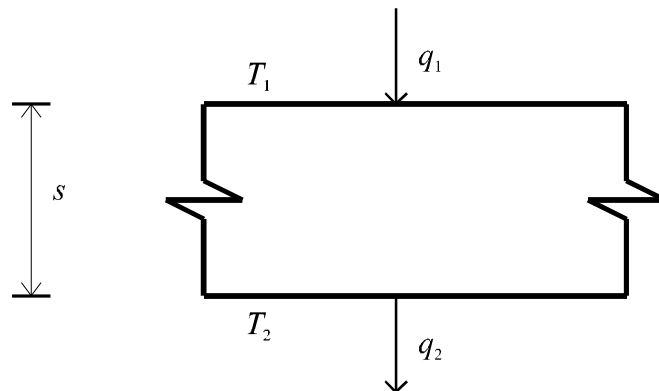


Fig. 3.1 Schema di sensore di flusso termico.

Se infatti si suppone $q_2=0$, si possono discutere i valori che può assumere il rapporto $\phi/(\alpha/s^2)$. Valori elevati implicano un tempo di adeguamento alle mutate condizioni di temperatura così alto che si può ritenere che solo la zona in prossimità della superficie 1, che è investita dal flusso, risenta di tali variazioni, mentre la restante parte del sensore si può considerare in condizioni praticamente stazionarie.

In tal caso il modello del sensore assume il nome di *thin film* e viene studiato mediante la teoria della parete seminfinita, che mette in relazione la temperatura T_1 con il flusso di calore in direzione normale al sensore q_1 .

In una fenomenologia del genere, l'uso del termografo sembrerebbe estremamente facile: il problema risiede però nel tempo di risposta del termografo che è relativamente elevato

(dell'ordine del decimo di secondo) mentre nelle tecniche ordinarie il *thin film* è una termoresistenza dello spessore di pochi micron con tempi di risposta dell'ordine dei microsecondi.

Quando invece il rapporto $\phi/(\alpha/s^2)$ assume valori molto piccoli, il tempo di equilibrio del sensore è estremamente breve, il che consente, istante per istante, di considerarlo isoterma attraverso il suo spessore. In tal caso il modello del sensore assume il nome di *thin skin*, o parete sottile, per il quale il sensore è considerato come un calorimetro ideale, riscaldato su una faccia e termicamente isolato dall'altra, che si può caratterizzare con le condizioni:

$$T_1 = T_2 = T; \quad q_2 = 0$$

In questo caso l'uso del termografo si rivela vantaggioso rispetto ad altre tecniche di misura: la misurazione della temperatura può essere effettuata sia sulla superficie riscaldata che su quella adiabatica eliminando così la difficoltà di dover posizionare un sensore di temperatura che, per quanto di piccole dimensioni, spesso risulta intrusivo. Per il termografo, la misura dell'una o dell'altra faccia ha problematiche pressoché equivalenti.

Nella seconda metodologia, quella della misura del regime di flusso termico quasi stazionario, si possono ancora utilizzare i sensori *thin film* e *thin skin* purché le variazioni di temperatura nel tempo siano piccole rispetto alla differenza tra la temperatura di parete e quella di parete adiabatica. Un altro metodo classico è quello di utilizzare il sensore a gradiente, il cui modello resta sempre quello di Fig. 3.1, ma con $q_1 = q_2 = q$: in tal modo si cerca di calcolare il flusso termico in direzione normale alla superficie mediante la misura della differenza di temperatura $\Delta T = T_1 - T_2$ tra le due facce del sensore di cui si conoscono lo spessore e la conducibilità termica. Il sensore a gradiente è applicabile quando $\phi/(\alpha/L^2) \ll 1$. La difficoltà principale di questo metodo (che può prevedere comunque l'utilizzo del termografo) consiste nell'impossibilità di misurare in modo semplice la distribuzione di temperatura su entrambe le facce del sensore.

3.2 Modello *heated thin foil*

La terza metodologia, quella della misura del regime di flusso termico stazionario può essere realizzata con la tecnica che prende il nome di *heated thin foil* (Carlomagno e de Luca (1989)). Con questo metodo si riscalda per effetto Joule un sottile strato di materiale metallico (lamina) che ricopre la superficie del sensore e si determina il coefficiente di scambio termico h , tra il sensore ed il fluido in moto, attraverso la misura della temperatura della parete del sensore (Fig. 3.2). La superficie opposta a quella su cui avviene lo scambio termico, tra il corpo ed il flusso d'aria, deve essere resa, per quanto possibile, adiabatica.

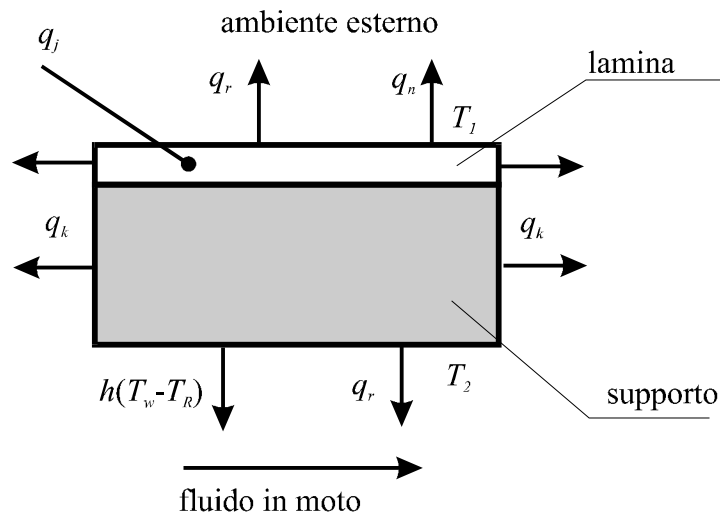


Fig. 3.2 Schema del sensore di flusso termico *heated thin foil*.

La tecnica è valida se vengono realizzate due condizioni:

- il flusso termico superficiale derivante dal riscaldamento per effetto Joule q_j deve essere costante sulla superficie del sensore;
- se la temperatura misurata dal termografo è la T_2 , e non la T_1 , il numero di Biot relativo, deve essere molto minore dell'unità.

La seconda condizione garantisce la trascurabilità dei gradienti di temperatura attraverso lo spessore dello strato riscaldato (da qui il nome *heated thin foil*). In questo caso, la superficie vista dal termografo può essere opposta a quella su cui avviene lo scambio termico tra il corpo ed il fluido. Se si opera tale scelta, è necessario curare in modo particolare la realizzazione della condizione di adiabaticità (salvo che per il flusso radiativo) con l'ambiente esterno.

Se il coefficiente di scambio termico h è costante sulla superficie del sensore, esso può essere calcolato mediante la relazione:

$$h = \frac{q_j - q_r - q_n}{T_w - T_R} \quad (3.1)$$

dove: q_j è la potenza termica per unità di superficie dissipata per effetto Joule, q_r è la potenza termica scambiata per irraggiamento e q_n è l'eventuale potenza termica scambiata per convezione naturale.

3.2.1 Elaborazione numerica delle immagini ed estensione al caso bidimensionale

Il modello *heated thin foil* consente, se associato ad un'opportuna tecnica di misura delle temperature quale la termografia, di essere facilmente esteso al caso bidimensionale, cioè al caso in cui h (e di conseguenza T_w) vari sulla superficie. Evidentemente in questo caso, la (3.1) deve essere modificata per tenere conto anche degli effetti dovuti alla potenza termica q_k scambiata mediante conduzione in direzione tangenziale (all'interno del sensore):

$$h = \frac{q_j - q_r - q_n - q_k}{T_w - T_R} \quad (3.2)$$

Questa metodologia, associata all'utilizzo del termografo all'infrarosso, permette di effettuare delle rapide visualizzazioni della mappa bidimensionale del coefficiente di scambio termico convettivo sulla superficie in esame. Infatti il termografo permette la visualizzazione dell'intera famiglia di isoterme sulla superficie del modello e non una sola per volta, ad esempio, come nel caso dei cristalli liquidi. Poiché il flusso termico q_j è costante, se le perdite sono trascurabili (o sono pressoché uniformemente distribuite sulla superficie di misura) e se la temperatura di riferimento T_R della (3.2) è anche essa costante, le curve a temperatura costante rappresentano anche linee a coefficiente di scambio termico convettivo costante.

Per ottenere delle misure quantitative è necessario però calcolare le perdite termiche e tenerle in conto nella riduzione dei dati sperimentali. Il primo contributo può essere facilmente valutato utilizzando la relazione di Stefan e Boltzman:

$$q_r(x,y) = \sigma \varepsilon (T_w^4(x,y) - T_a^4) \quad (3.3)$$

dove σ è la costante di Stefan-Boltzman, ε è il coefficiente di emissività della superficie di misura, T_a è la temperatura ambiente supposta costante ed x e y sono le coordinate spaziali nel piano di misura. Assumendola indipendente dalla lunghezza d'onda, l'emissività della superficie, che normalmente è di difficile valutazione, può essere misurata direttamente con il termografo stesso e con un accurato termometro di riferimento. La potenza termica scambiata per convezione naturale può essere, nella gran parte dei casi, linearizzata secondo la:

$$q_n(x,y) = h_n (T_w (x,y) - T_a) \quad (3.4)$$

dove h_n è il coefficiente di scambio termico dovuto alla convezione naturale verso l'ambiente che può essere misurato con delle prove sperimentali preliminari coibentando la superficie esposta al fluido in moto.

Questi primi due termini, a rigore, possono essere calcolati anche se si suppone che il sensore termico sia zero-dimensionale; infatti sono funzione solo di variabili che possono essere misurate nel punto di misura ed il loro effetto è quello di ridurre le escursioni di temperatura. Il contributo dovuto alla conduzione tangenziale è, invece, intrinsecamente bidimensionale e, se si considera un bilancio di energia stazionario in un materiale isotropo ed a conducibilità termica indipendente dalla temperatura, si ottiene:

$$q_k(x,y) = -sk\nabla^2 T(x,y) \quad (3.5)$$

dove s e k sono lo spessore e la conducibilità termica della lamina. A scapito della semplicità teorica dell'equazione (3.5), la determinazione della potenza termica dissipata per conduzione tangenziale è nella pratica molto complessa. Il sistema termografico genera inevitabilmente rumore ad alta frequenza dovuto alla sensibilità dello strumento e ciò impedisce l'applicazione dell'operatore Laplaciano discreto: come è noto questo ha carattere locale e tende ad esaltare le frequenze più elevate. Pertanto, per ottenere una valutazione realistica della potenza termica dissipata per conduzione tangenziale è necessario effettuare un'operazione di filtraggio delle immagini termografiche al fine di eliminare le alte frequenze di rumore. Il sensore di flusso termico ed il fluido di lavoro utilizzati nella presente ricerca hanno consentito di trascurare i contributi associati sia alla potenza termica scambiata per convezione naturale e forzata sia il termine legato alla conduzione tangenziale. Infatti l'acqua, che fluisce all'interno del condotto, è in grado di sottrarre al sensore potenze termiche maggiori, di circa un fattore 100, di quelle che l'aria, presente all'esterno, è in grado di sottrarre sia per convezione naturale (caso di canale non rotante) sia per convezione forzata (caso di canale rotante). Lo scambio di calore dovuto alla convezione forzata, può essere trascurato anche perché, utilizzando acqua come fluido di lavoro, è possibile simulare rotation number elevati senza dover ricorrere a velocità di rotazione del canale molto alte (la massima velocità di rotazione, per ogni tutte le condizioni di prova sperimentate, non ha mai superato i 30giri/min). La forte capacità dell'acqua di sottrarre calore e la scelta di un sensore di flusso termico avente uno spessore molto piccolo rispetto alle altre due dimensioni hanno permesso di ritenere trascurabile anche il contributo associato alla conduzione tangenziale.

4 TERMOGRAFIA ALL'INFRAROSSO

Il termografo all'infrarosso è uno strumento in grado di effettuare una misura pienamente bidimensionale della radiazione emessa, in una banda dell'infrarosso, dalla superficie di un corpo (solido o liquido purché opaco in tale banda). Quando l'emissività superficiale del corpo in esame è conosciuta è possibile associare alla mappa di radiazione una mappa di temperatura mediante una curva di calibrazione. Il segnale elettrico in uscita è generalmente trasformato in segnale video. In effetti, l'energia radiata dal corpo arriva al sistema attraverso il mezzo tra essi interposto (di solito aria); passa quindi attraverso le lenti di focalizzazione, i meccanismi di scansione, un obiettivo ed eventualmente un filtro e/o un diaframma; raggiunge infine un trasduttore sensibile nella banda dell'infrarosso, che trasforma la radiazione assorbita in un segnale elettrico che, a sua volta viene amplificato e trasformato in segnale video.

I termografi possono differire tra loro per il tipo ed il numero dei sensori, per la banda dell'infrarosso in cui lavorano, per il metodo di raffreddamento del sensore, per l'intensità del segnale e per i supporti periferici atti all'elaborazione dei dati.

4.1 Aspetti generali della termografia all'infrarosso

È noto che tutti i corpi irradiano energia sotto forma di onde elettromagnetiche e che lo spettro di emissione, cioè l'andamento dell'energia emessa in funzione della lunghezza d'onda, dipende dalla temperatura e dalle caratteristiche superficiali dei corpi. L'energia emessa da un corpo cosiddetto nero è rappresentata in Fig. 4.1.

Le leggi che descrivono tale emissione ricorrono al concetto di corpo nero (che assorbe ed emette il massimo possibile di energia radiante per ogni valore della lunghezza d'onda λ e della temperatura) e sono la *legge di Planck*:

$$E_{\lambda o}(T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \cdot \left(e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} - 1 \right)} \quad (4.1)$$

dove $E_{\lambda o}$ è la radiazione monocromatica emessa dal corpo nero alla lunghezza d'onda λ misurata in $W/m^2 \mu m$ e:

$$C_1 = 2\pi^5 \hbar^2 c^2 = 3.74 \cdot 10^8 W \mu m^4 / m^2;$$

$$C_2 = \hbar c / k = 1.44 \cdot 10^4 \mu m K;$$

è la *legge di Stefan-Boltzman*, ottenuta integrando la (4.1) sull'intero spettro ($0 \leq \lambda \leq \infty$):

$$E_o = \int_0^{\infty} E_{\lambda o}(T) \cdot d\lambda = \sigma \cdot T^4 \quad (4.2)$$

dove σ è la costante di *Stefan-Boltzman* che vale $5.67 \cdot 10^{-8} \text{W/m}^2 \text{K}^4$.

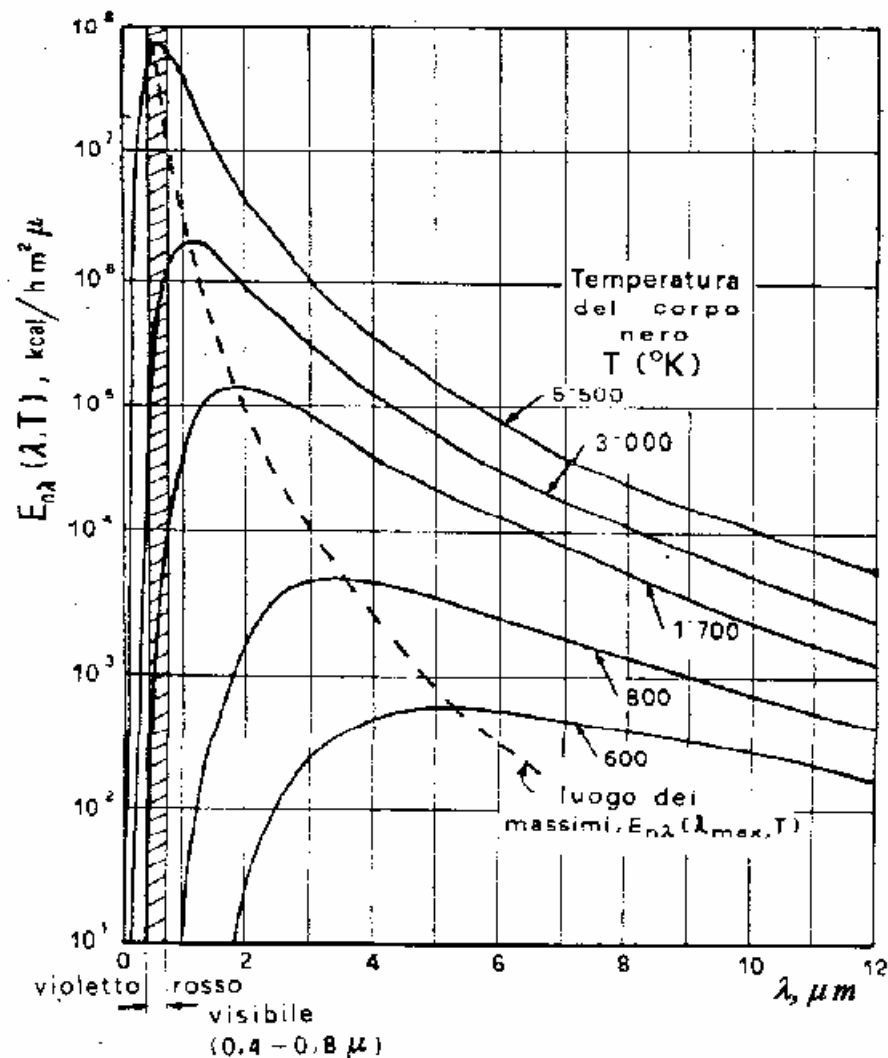


Fig. 4.1 Potere emissivo spettrale emisferico di un corpo nero per alcune temperature.

La *legge di Wien* mette invece in relazione la lunghezza d'onda λ_{max} alla quale viene emessa la massima quantità di energia con la temperatura di emissione:

$$\lambda_{\text{max}} \cdot T = 2898 \mu\text{m K}$$

Questa relazione mostra che, a temperatura ambiente, la lunghezza d'onda λ_{max} ha un valore di circa $10 \mu\text{m}$.

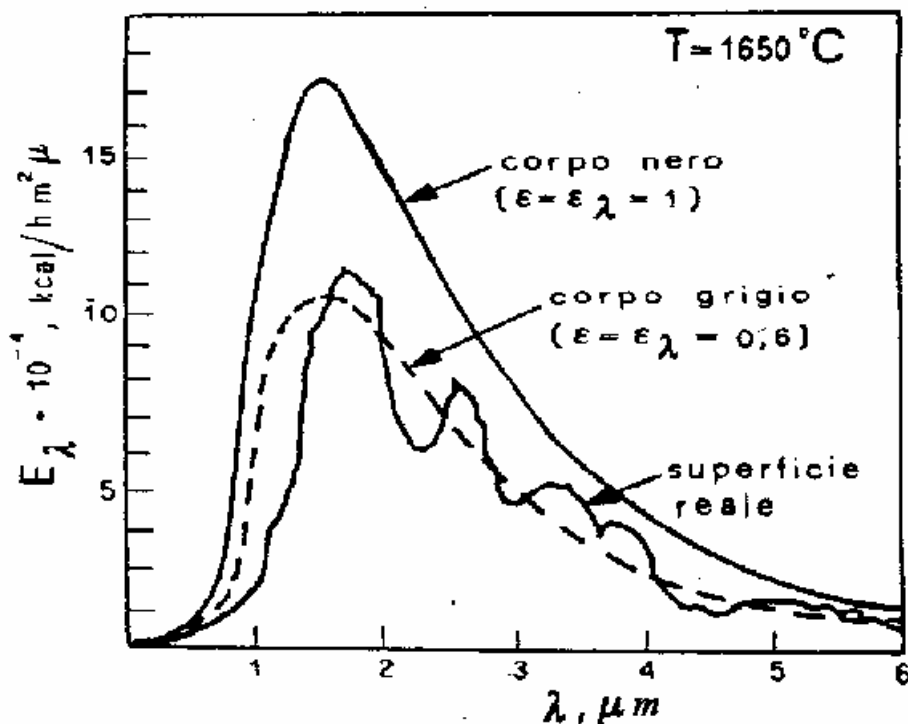


Fig. 4.2 Confronto dei poteri emissivi del corpo nero e di un corpo grigio con quello di una superficie reale.

Le superfici reali emettono in genere, alla stessa temperatura, solo una frazione dell'energia emessa da un corpo nero (Fig. 4.2), frazione espressa dal valore dell'emissività emisferica monocromatica ε_λ (parametro a sua volta dipendente dalla particolare superficie, dalla temperatura, dalla lunghezza d'onda, etc.). Le equazioni (4.1) e (4.2) diventano allora:

$$E_\lambda = \varepsilon_\lambda E_{\lambda 0}(T) = \frac{\varepsilon_\lambda C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)}$$

e

$$E = \int_0^\infty \varepsilon_\lambda \cdot E_{\lambda 0}(T) \cdot d\lambda$$

Per una superficie per la quale ε_λ è indipendente dalla lunghezza d'onda (corpo grigio che emette a qualsiasi lunghezza d'onda la stessa frazione di energia emessa dal corpo nero) si ha:

$$E = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4$$

dove ε è l'emissività emisferica totale (rapporto tra il potere emissivo del corpo in esame e quello di un corpo nero che si trovi alla stessa temperatura).

Poiché il trasduttore del termografo è sensibile in una banda ristretta dell'infrarosso, le misure effettuate sfruttano essenzialmente la legge di Planck. La regione dell'infrarosso (Fig.

4.3) la cui banda di radiazione ha lunghezza d'onda compresa tra 0.72 e $1000\ \mu m$ viene generalmente suddivisa in quattro zone:

- IR vicino con radiazione di lunghezza d'onda compresa tra 0.75 e $3\mu m$;
- IR intermedio con radiazione di lunghezza d'onda compresa tra 3 e $6\mu m$;
- IR lontano con radiazione di lunghezza d'onda compresa tra 6 e $15\mu m$;
- IR estremo con radiazione di lunghezza d'onda compresa tra 15 e $1000\mu m$.

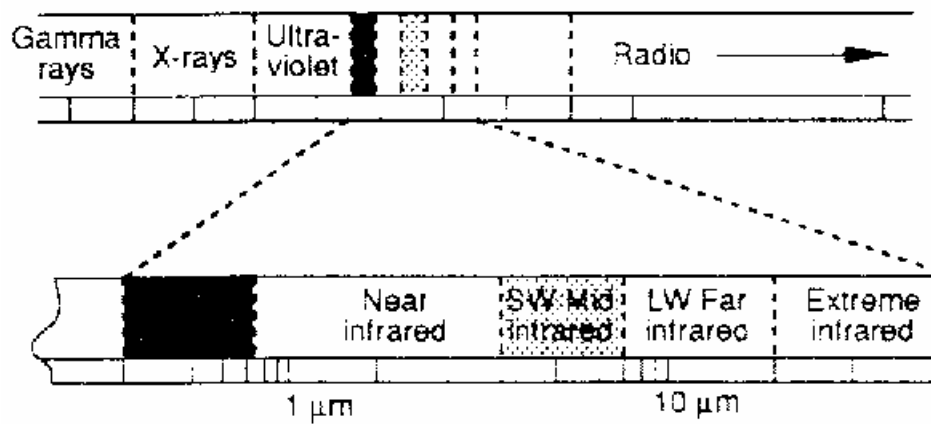


Fig. 4.3 Spettro della radiazione elettromagnetica e zone dell'infrarosso.

4.2 Sensori e loro caratteristiche

La sensibilità alla radiazione infrarossa dipende dal tipo di sensore utilizzato; due sono i tipi maggiormente utilizzati: i *thermal detectors* ed i *photon detectors*.

I *thermal detectors* sono quelli più impiegati ed utilizzano la variazione di resistenza elettrica di una pellicola di semiconduttore colpita da una radiazione incidente. Caratteristiche salienti di questa categoria di sensori sono un segnale in uscita piatto, che si può ritenere praticamente costante in un vasto campo di lunghezze d'onda, ed il tempo di risposta relativamente lungo rispetto ai *photon detectors*. Il segnale P emesso da un *thermal detector* si può considerare proporzionale alla potenza radiante assorbita, cioè:

$$P(T) = \int_{\lambda_c}^{\lambda_c + \Delta\lambda} E_\lambda(T) \cdot \varepsilon_\lambda(T, \beta) \cdot R(\lambda) \cdot d\lambda$$

dove $R(\lambda)$ è la risposta dello strumento, β è l'angolo formato fra la normale alla superficie che emette e l'asse di vista e $\Delta\lambda$ è la banda di sensibilità dello strumento.

Nell'ipotesi di corpo grigio, cioè di emissività indipendente da T e da λ , segue:

$$P(T) = \varepsilon(\beta) \cdot \int_{\lambda_c}^{\lambda_c + \Delta\lambda} E_\lambda(T) \cdot R(\lambda) \cdot d\lambda = \varepsilon(\beta) \cdot P_o(T)$$

dove $P_o(T)$ è il segnale ottenuto da un corpo nero alla stessa temperatura.

I *photon detectors* sono invece caratterizzati da materiali semiconduttori che emettono cariche elettriche in misura proporzionale all'aliquota di energia radiante incidente; è in questa categoria che devono essere inseriti i sensori fotoconduttivi e fotovoltaici. Nei primi la radiazione incidente libera un flusso di cariche elettriche provocando un aumento della conducibilità del sensore, nei secondi le cariche elettriche sono trascinate via da un campo elettrico dando luogo ad una differenza di potenziale. Entrambi i tipi di *photon detectors* sono realizzati con un materiale semiconduttore in cui il rilascio (fotoconduttivi) o il trasferimento (fotovoltaici) dei portatori di carica è direttamente proporzionale all'assorbimento dei fotoni incidenti. L'energia del fotone è, come si vedrà meglio in seguito, inversamente proporzionale alla lunghezza d'onda ad esso associata e la scomparsa dell'attività fotoelettrica a lunghezza d'onda più elevata della lunghezza d'onda di “cut off” (λ_c) indica che l'energia associata ai fotoni non è sufficiente a rendere liberi gli elettroni. In altri termini, i fotoni devono superare il cosiddetto “salto di energia proibito” (*forbidden energy gap*) (E_g) nel materiale semiconduttore. La lunghezza d'onda di cut off è data da:

$$\lambda_c = \frac{h \cdot c}{E_g}$$

dove E_g è espressa in Joule.

In generale il valore di E_g cresce a più bassa temperatura, di conseguenza la lunghezza d'onda di *cut off* decresce quando il sensore viene raffreddato. Da questo ragionamento si capisce perché questo tipo di sensori devono operare ad una temperatura molto bassa.

L'energia associata ad un singolo fotone è data da:

$$Q = \frac{\hbar \cdot c}{\lambda}$$

Il numero $N_{\lambda o}$ di fotoni emessi si ottiene dividendo la (4.1) per $\hbar c/\lambda$:

$$N_{\lambda o} = \frac{E_{\lambda o}(T)}{Q} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} [e^{(\hbar c/\lambda T)} - 1]^{-1}$$

ed integrando su tutto lo spettro si ha:

$$N_o = \int_0^\infty N_{\lambda o} \cdot d\lambda = \frac{0.37}{k} \cdot \sigma \cdot T^3 \quad (4.3)$$

che dimensionalmente è espresso in *fotoni cm⁻²sec⁻¹* ed esprime la dipendenza dell'emissione totale di un corpo nero dal cubo della temperatura.

Di fatto i sensori comunemente utilizzati sono sensibili solo in una banda di lunghezze d'onda; l'integrale della (4.3) va allora valutato non tra 0 e ∞ ma tra λ_c e $\lambda_c + \Delta\lambda$, con λ_c e $\Delta\lambda$ rispettivamente estremo inferiore e ampiezza della banda di sensibilità. Generalmente, le finestre più utilizzate nella tecnica dell'infrarosso sono la *short-wave window* e la *long-wave window* che corrispondono rispettivamente a bande di lunghezze d'onda relativamente corte o lunghe. Nel primo caso, il sensore è generalmente di Antimoniuro di Indio che dà una risposta relativamente alta per lunghezze d'onda comprese tra 3.5 e 5.6 μm anche se si può far scendere il limite inferiore a circa 2 μm ; si usano di solito lenti e materiali ottici di silicio con un rivestimento antiriflesso che assicura un massimo di trasmittanza ad una lunghezza d'onda di circa 5 μm . Nel campo di lunghezze d'onda maggiori, il sensore è di Cadmio–Mercurio–Tellurio che dà una risposta tra 8 e 14 μm ; la parte ottica dello strumento è costituita di Germanio con un rivestimento antiriflesso avente un picco di trasmittanza a circa 10 μm .

La scelta del campo di lunghezza d'onda di lavoro dipende da diversi fattori. Alcune superfici hanno un coefficiente di emissività maggiore a lunghezze d'onda minori rendendo possibile l'impiego di sensori più economici del tipo SbIn. Quando si lavora nella banda a bassa lunghezza d'onda non si riesce ad avere elevata precisione per distanze tra sensore e corpo maggiori di un metro, anche in condizioni favorevoli di trasmittanza del mezzo. Infatti, la presenza di vapore d'acqua nell'atmosfera può dar luogo ad apprezzabili errori di misura peraltro difficilmente correggibili per atmosfere non accuratamente climatizzate.

Poiché l'elemento sensibile è generalmente zero-dimensionale, per consentirgli di ricevere l'energia emessa da diverse zone del campo di vista bisogna disporre di un opportuno sistema di scansione. Esso consiste in una serie di specchi mobili e/o elementi rifrattivi combinati tra loro che consentono sia una scansione orizzontale che una verticale del campo di vista.

Le prestazioni (in termini quantitativi) di un radiometro a scansione nell'infrarosso dipendono da alcuni parametri fondamentali che ne definiscono le caratteristiche: sensibilità termica, velocità di scansione, risoluzione spaziale dell'immagine e risoluzione dell'intensità del segnale.

È stato già detto che l'energia viene irraggiata per effetto di singoli fotoni il cui tempo di emissione è casuale; tale emissione casuale produce una variazione nell'intensità del segnale emesso dal sensore definita come rumore termico.

La *sensibilità* di una telecamera all'infrarosso viene espressa dal *NETD* (*Noise Equivalent Temperature Difference*) che è la differenza di temperatura tra due immagini corrispondente ad un segnale uguale a quello del rumore di fondo. Il valore del *NETD* viene valutato ad una temperatura nota del campione in esame. Il *NETD* oscilla generalmente tra 0.07 e 0.5°C per temperature dell'ordine di poche decine di gradi centigradi.

La *velocità di scansione* è la velocità alla quale le immagini termiche vengono “riprese” attraverso il meccanismo di scansione. Il campo di vista totale viene investigato dai sistemi di scansione orizzontale e verticale in un certo numero di linee e colonne; possono quindi definirsi una velocità di scansione per linea, una velocità di scansione per campo ed una per immagine. Infatti, essendo una immagine composta da un certo numero di campi, spesso tra di loro interallacciati, si possono definire sia una velocità di scansione di campo, che una velocità di scansione di immagine. Il loro rapporto è ovviamente uguale al fattore di interallacciamento, che è tipicamente 2 o 4. Nel caso di immagini non interallacciate la velocità di scansione di campo ed immagine ovviamente coincidono.

La *risoluzione spaziale* è la capacità del sistema di individuare e misurare correttamente la temperatura in zone della superficie di dimensioni ridotte; essa è una caratteristica che dipende dal tipo di sensore, nonché dalle sue dimensioni e tempo di risposta. Per un data velocità di scansione, la piccolezza delle dimensioni del sensore determina in generale la risoluzione spaziale delle immagini. Queste sono quasi sempre digitalizzate elettronicamente in pixel molto più piccoli degli elementi con cui viene risolta l'immagine dal sensore. Generalmente la risoluzione dell'immagine è definita o mediante il campo di vista istantaneo del sensore (*Instantaneous Field of View, IFOV*), o meglio ancora dal numero di *IFOV* che sono

compresi nel campo di vista totale, *FOV*. In teoria, *IFOV* è il rapporto tra l'ampiezza del sensore e la lunghezza focale della lente; tuttavia, questa è solo una definizione ideale (geometrica) in quanto in pratica quello che interessa stabilire è la più piccola dimensione dell'oggetto (o finestra) termicamente distinguibile dal sensore per un determinato valore del contrasto (o modulazione). In linguaggio tecnico–commerciale l'*IFOV* è convenzionalmente l'ampiezza di finestra corrispondente al valore del 50% della cosiddetta *Slit Response Function*, *SRF*. Questa caratteristica dei sistemi termografici risulta essere talvolta particolarmente critica e verrà analizzata in dettaglio più avanti.

La *risoluzione in intensità* è invece quella che definisce la capacità del sistema termografico di risolvere una differenza di temperatura in un certo numero di gradazioni di grigio, ovvero di livelli digitali di intensità. La risoluzione in intensità (o campo dinamico della misura) è espressa attraverso il numero di livelli di grigio usati nel digitalizzare l'immagine termica. Tipici valori sono 256 oppure 4096 (8 o 12 bit). Un intervallo di temperatura tipicamente misurabile da un termografo è compreso tra -30°C e 800°C; tale intervallo può essere esteso anche a temperature superiori mediante l'impiego di opportuni filtri che diminuiscono l'energia che incide sull'elemento sensibile.

4.3 Tecnologia dei sistemi per termografia all'infrarosso

Fino a qualche anno fa la termografia veniva impiegata soprattutto per studi di carattere qualitativo, poiché si era essenzialmente interessati alla rappresentazione su monitor delle immagini riproducenti la mappa di temperature superficiali della zona di misura. Le moderne configurazioni dei sistemi termografici nascono invece dall'esigenza di ottenere misure quantitative: i sistemi termografici attuali sono realizzati in modo tale da assicurare la digitalizzazione, l'acquisizione e la registrazione dei dati e delle immagini mediante un computer ad essi interfacciato. La radiazione emessa viene amplificata e convertita in segnale elettrico e successivamente elaborata da un convertitore analogico-digitale che invia i dati ad un calcolatore capace di gestirli a mezzo di un opportuno software (Fig. 4.4).

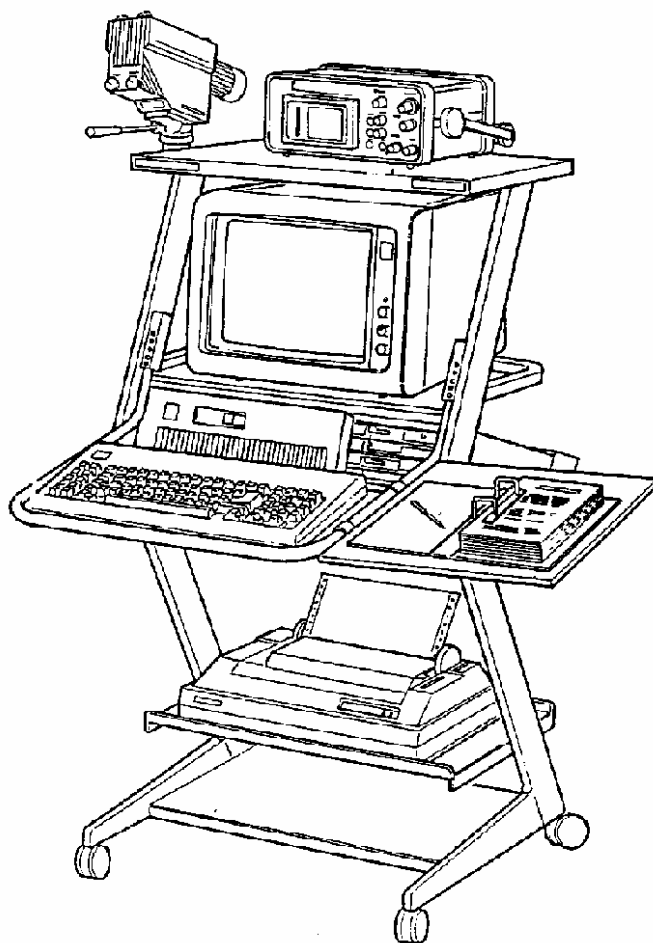


Fig. 4.4 Apparecchiatura di ripresa.

Un sistema termografico opera in modo simile ad un sistema televisivo tradizionale, ma con alcune differenze di tipo quantitativo:

- il numero di pixel che formano un'immagine televisiva è di solito maggiore di quello di un'immagine termografica (fino a 625x625 per immagini standard contro un massimo di 512x512);
- il contenuto di informazioni di un pixel termografico è maggiore (digitalizzazione a 8-12 bit contro 4-6 bit);
- la frequenza di acquisizione delle immagini televisive è generalmente maggiore.

Il software è costituito da tre parti: il software di sistema atto a realizzare corretta acquisizione di dati, il software applicativo orientato alla gestione delle immagini ed all'elaborazione dei dati in funzione dello specifico problema studiato ed il software per la presentazione dei risultati (parte grafica).

Il software di sistema, affinché la tecnica termografica sia applicabile a diversi problemi, deve essere il più flessibile possibile. Più precisamente il software deve consentire un'acquisizione periodica di singole immagini, per un assegnato intervallo di tempo ed una loro registrazione sulle varie periferiche. Inoltre, il software dovrebbe dare anche la possibilità di gestire una scansione per linee, cioè l'acquisizione di una singola linea del campo di vista, soprattutto nelle applicazioni veloci.

Il software applicativo consente la gestione delle immagini; esso deve essere indirizzato alla determinazione dei parametri significativi e delle grandezze caratteristiche del fenomeno in osservazione (ad esempio, nel caso dello scambio termico studiato nel presente lavoro, il numero di Nusselt); generalmente, i compiti svolti dal software applicativo sono la rimozione o attenuazione del rumore dello strumento, il calcolo del coefficiente di scambio termico convettivo e quello della temperatura di film alla quale calcolare i coefficienti di trasporto.

La parte grafica, infine, include tutti quei programmi rivolti alla traduzione qualitativa e quantitativa (grafici bi e tridimensionali, mappe a colori delle temperature, istogrammi, etc.) delle distribuzioni delle grandezze precedentemente valutate.

4.4 Caratterizzazione del sistema termografico utilizzato

La strumentazione termografica impiegata, nel corso delle prove sperimentali svolte nel presente lavoro di tesi, é costituita dal sistema AGEMA Thermovision 900.

Questo sistema comprende oltre alla telecamera, un monitor e un'unità di controllo che gestisce l'acquisizione e la presentazione dell'immagine termografica.

La telecamera rappresenta l'unità ottica del sistema che riceve l'energia irradiata dagli oggetti situati all'interno del campo di vista e la converte in un segnale digitale a 12 bit. Questo può essere interpretato dall'unità di controllo ed utilizzato per mostrare l'immagine termica degli oggetti sviluppata a colori o a livelli di grigio con un'elevata risoluzione in tutto il campo di temperatura

L'energia elettromagnetica irradiata dall'oggetto inquadrato viene focalizzata da una lente trasparente all'infrarosso su un sistema costituito da uno specchio oscillante ed un prisma rotante, rispettivamente per le scansioni verticale ed orizzontale (Fig. 4.5). La radiazione è prima riflessa dallo specchio oscillante che è posto in rotazione da un motore a corrente continua, poi il fascio ottico in uscita da tale specchio è focalizzato, mediante tre specchi fissi, su uno specchio poligonale orizzontale (prisma rotante) che ruota ad una velocità di 16000 *giri/min*. Il moto di entrambi gli specchi (quello oscillante, verticale, e quello poligonale rotante, orizzontale) è controllato da un microprocessore che genera impulsi di *trigger* orizzontali e verticali inviati ai circuiti di sincronizzazione dell'unità di controllo.

Attraverso il software di sistema è possibile istruire il microprocessore all'acquisizione per linee, in questo caso è possibile scegliere la linea dove si vuole effettuare la misura ed il software di sistema, in dotazione alla macchina, è in grado di bloccare lo specchietto oscillante nella giusta posizione.

Il software di sistema non consente l'automazione del processo di acquisizione di un'immagine per linee successive. Per effettuare le prove sul canale rotante è stato quindi necessario integrarlo con un pacchetto software aggiuntivo che permette di:

- scegliere le linee dove effettuare l'acquisizione e successivamente gestirla in sequenza senza la necessità dell'intervento di un operatore esterno;
- consentire la ripetizione dell'acquisizione delle informazioni relative ad una specifica linea per un numero qualsiasi di volte, in modo da poter consentire una possibile media dei dati memorizzati;
- registrare i risultati ottenuti su di un file per successive analisi.

Il segnale ottico in uscita dai meccanismi di scansione è successivamente fatto passare attraverso un apparato ottico contenente una serie di aperture e di filtri che possono essere scelti direttamente tramite tastiera. Attraverso una lente di collimazione, le radiazioni vengono infine focalizzate sul sensore all'infrarosso, montato sulla parete di un vaso *dewar* contenente azoto liquido.

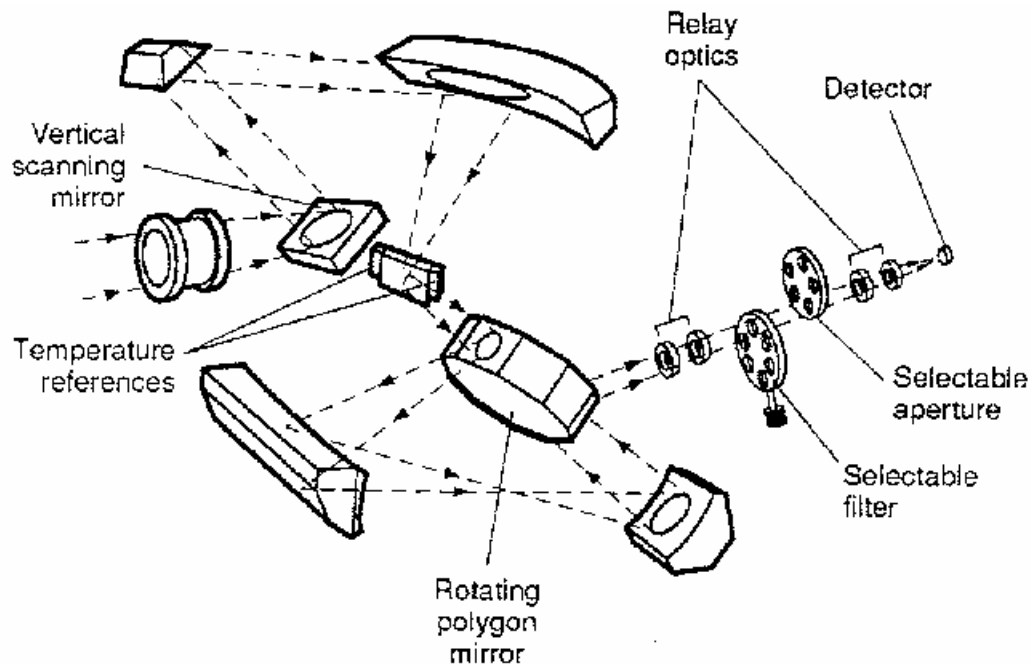


Fig. 4.5 Sistema ottico AGEMA ThermoVision 900 LW

Anche in questo caso il sensore è di Cadmio–Mercurio–Tellurio ed è sensibile a radiazioni di lunghezza d'onda comprese tra 8 e $12\mu m$. La radiazione infrarossa viene convertita direttamente nella telecamera in un segnale digitale a 12 bit che a sua volta viene inviato all'unità di controllo tramite un cavo di interconnessione.

Le lenti, montate come normali obiettivi fotografici, sono di germanio e presentano un trattamento antiriflesso che dà un picco di trasmittanza per $\lambda=10\mu m$, in accordo quindi con la banda di lavoro del sensore. La lente in dotazione al sistema ha campo di vista da $10^\circ \times 5^\circ$. Il sistema termografico AGEMA 900 LW è dotato di un sistema di acquisizione rapido delle immagini che permette di memorizzarle direttamente in memoria RAM riducendo così il tempo di acquisizione tra un'immagine e la successiva. La massima velocità di acquisizione del sistema è, infatti, di 15 immagini al secondo con un intervallo tra un'immagine e la successiva di circa $0.07s$ mentre nel caso di scansione per linee la massima frequenza possibile sale a $2551Hz$.

La risoluzione spaziale della telecamera AGEMA 900, dichiarata dalla casa, è di 230 *IFOV* mentre la *NETD* è di $0.07^\circ C$ a $30^\circ C$.

La gestione delle operazioni in questo sistema termografico è attuata mediante un software di sistema fornito dall'AGEMA che funziona da interfaccia tra l'operatore e l'hardware, consentendo la memorizzazione delle immagini termografiche nella maniera desiderata e la loro rappresentazione ed analisi su un monitor.

L'immagine nella sua forma finale è costituita da 136x272 pixel e, una volta memorizzata l'immagine, si ha a disposizione un file di $136 \times 272 \times 2 = 73984$ byte contenenti ciascuno un valore numerico compreso tra 0 e 4095; tale valore rappresenta il livello di grigio associato ad ogni pixel dell'immagine termografica. Sullo schermo del computer l'immagine appare invece visualizzata in 256 colori a ciascuno dei quali compete un intervallo di temperatura; la scala delle temperature è riportata sulla destra dell'immagine.

Dal punto di vista della manipolazione dell'immagine l'AGEMA 900 fa uso del sistema X-Window che facilita la gestione di tutte le operazioni di acquisizione ed inoltre consente una elevata capacità di confronto ed analisi anche tra due immagini contemporaneamente.

4.5 Calibrazione

Nell'effettuare le misure con il termografo bisogna fare attenzione a ridurre al minimo tutte le cause che possono inficiare la precisione di misura. Nel trasformare l'output digitale dello strumento in temperatura bisogna considerare che:

- la relazione tra temperatura e radiazione assorbita dal sensore non è lineare;
- il segnale elettromagnetico può essere alterato dalla presenza di eventuali corpi, come ad esempio finestre di accesso ottico, posti sul cammino ottico;
- l'ambiente esterno può influenzare con le sue emissioni e riflessioni la radiazione assorbita.

Le variabili che più influenzano la qualità della misura sono: l'emissività del corpo considerato, d'ora in poi supposto opaco, le condizioni dell'ambiente circostante, le dimensioni dell'oggetto, l'angolo di vista, le caratteristiche del mezzo interposto e eventuali corpi solidi trasparenti o riflettenti interposti nel cammino ottico. L'emissività deve essere quanto più elevata possibile per migliorare la sensibilità del sistema termografico ed è un dato da fornire allo strumento come input esterno. Il coefficiente di riflessione di un corpo opaco, in base alla legge di Kirchhoff, è dato da:

$$\rho = 1 - \varepsilon$$

per cui un corpo con bassa emissività non solo emette meno di un corpo nero (situazione ideale), ma riflette in maniera maggiore l'energia irradiata dall'ambiente. È quindi importante per limitare queste riflessioni che ρ sia basso e, per valutarle, che l'ambiente sia ad una temperatura uniforme e nota.

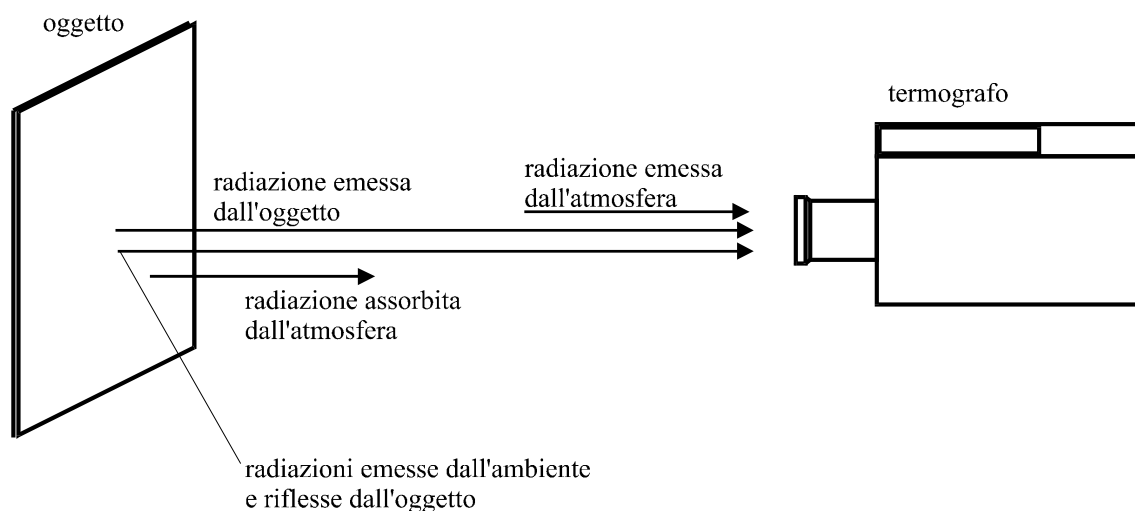


Fig. 4.6 Schema delle radiazioni che raggiungono il termografo.

Le condizioni del mezzo interposto influenzano la misura attraverso il coefficiente di assorbimento. Se questo è alto, il mezzo (in generale l'atmosfera) trattiene parte delle radiazioni emesse dal corpo impedendo ad esse di raggiungere il sensore e ne emette a sua volta.

Per un corpo opaco, vedi Fig. 4.6, indicando con S' la radiazione effettivamente assorbita dal sensore e con S_o , S_a e S_{atm} le radiazioni rispettivamente emesse dall'oggetto di cui si vuole misurare la temperatura (di corpo nero), dall'ambiente (ivi inclusa la presenza della eventuale finestra di accesso ottico) e dall'atmosfera (tutte espresse in *fotoni/s*), si ha:

$$S' = \tau \varepsilon S_o + \tau (1 - \varepsilon) S_a + (1 - \tau) S_{atm}$$

dove τ è il coefficiente di trasmittanza dell'aria. Questa relazione tra radiazioni può essere trasformata in una relazione tra valori di *isotherm units* che sono proporzionali al numero di fotoni assorbiti attraverso una costante C caratteristica del sensore: $I' = C \times S'$.

Sostituendo nella relazione precedente si ha:

$$I' = \tau \varepsilon I_o + \tau (1 - \varepsilon) I_a + (1 - \tau) I_{atm}$$

I valori I_o , I_a , I_{atm} sono quelli corrispondenti rispettivamente alle temperature del corpo, dell'ambiente, e dell'atmosfera; I' è invece il valore misurato dallo strumento.

In questa formula I_a ed I_{atm} sono noti (bisogna fornire in input i valori di temperatura dell'ambiente e del mezzo interposto) e sono da ritenere altresì noti il valore del coefficiente τ del mezzo e dell'emissività ε del corpo misurato per cui, una volta calcolato I_o , attraverso la curva di calibrazione si può determinare la temperatura dell'oggetto.

Poiché la potenza irradiata da un corpo in una banda dell'infrarosso aumenta in maniera non lineare con la temperatura, al fine di correlare l'energia misurata dal termografo (*isotherm units*) alla temperatura è necessario utilizzare una opportuna curva di calibrazione dello strumento. La relazione analitica che meglio lega la misura dello strumento alla temperatura è, come accennato in precedenza, simile alla legge di Planck:

$$I = \frac{R}{e^{B/T} - F}$$

dove R , B e F sono le tre costanti di calibrazione che dipendono dall'apertura del diaframma della telecamera, dalla presenza di una eventuale finestra di accesso ottico, dall'uso eventuale di filtri, etc. Le costanti di calibrazione, relative a tutto il campo di misura, vengono in genere fornite dalla casa costruttrice; quando si eseguono misure quantitative è bene determinarle *in situ* relativamente al campo di misura di interesse. Invertendo questa relazione si ottiene l'espressione di T in funzione di I :

$$T = \frac{B}{\ln\left(F + \frac{R}{I}\right)} \quad (4.4)$$

Le curve di calibrazione si ottengono mediante l'utilizzo di un corpo nero. Nel presente lavoro, questo è stato realizzato mediante un corpo cavo di rame molto puro nel quale è stato praticato un foro di dimensioni piccole rispetto a quelle della cavità. Le superfici esterne della cavità sono coibentate per garantirne l'adiabaticità. Le superfici interne della cavità sono caratterizzate da un'elevata emissività e sono mantenute a temperatura nota da una serpentina, anche essa di rame ed ad esse saldata, nella quale si fa circolare un opportuno fluido (acqua distillata nel presente caso) a temperatura controllata proveniente da un bagno termostatico di elevata precisione.

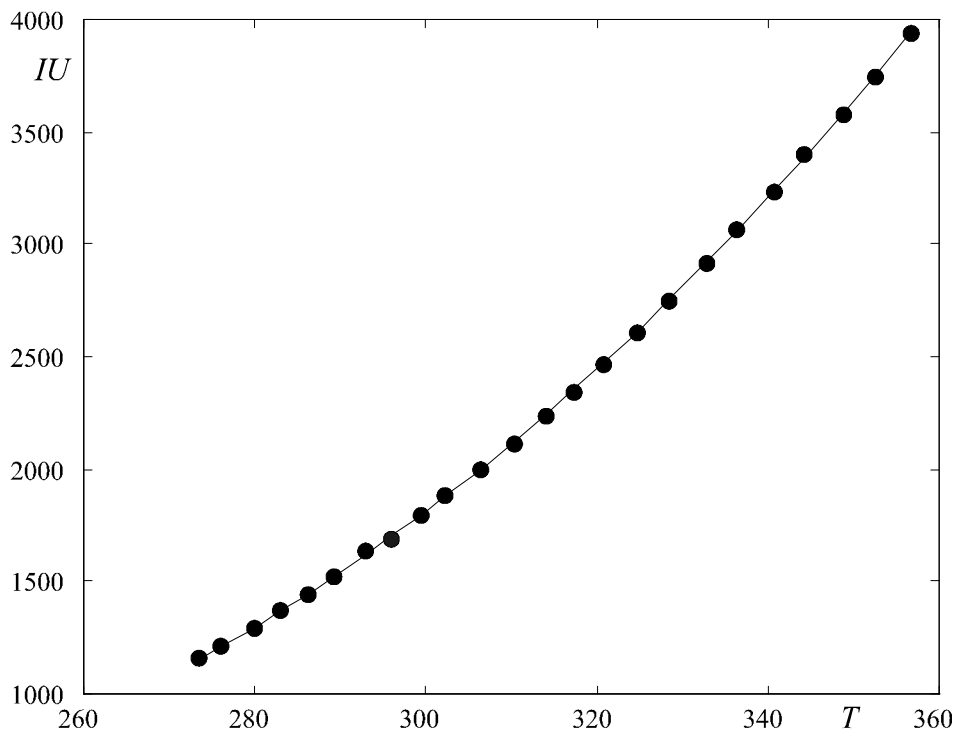


Fig. 4.7 Curva di calibrazione AGEMA 900 ($IU-T$).

La procedura di calibrazione consiste:

- nell'inquadrare con il termografo la sorgente campione replicando il cammino ottico che poi si utilizzerà nelle prove sperimentali;
- misurare contemporaneamente i valori corrispondenti di temperatura del corpo nero (mediante un termometro di precisione immerso nel bagno termostatico) e le *iso-therm units* rilevate dal termografo.

Utilizzando tali dati come input, con una opportuna procedura di regressione, è possibile calcolare le costanti R , B ed F che, inserite nella (4.4), danno origine alla curva di calibra-

zione cercata. Un esempio di curva di calibrazione è riportato nella Fig. 4.7. I cerchi rappresentano i punti sperimentali (*isotherm units*, temperatura), mentre la linea continua è la curva di calibrazione interpolata.

Generalmente la procedura di calibrazione viene eseguita in condizioni quanto più vicine a quelle di prova per assicurare una migliore ripetibilità delle misure. La curva di calibrazione viene calcolata per un intervallo di temperatura leggermente più grande di quello che si rende necessario durante le prove sperimentali, ma non troppo al fine di avere una migliore accuratezza.

4.6 Risoluzione spaziale

In generale, la risoluzione spaziale di un sistema ottico nel dominio dello spazio fisico è definita in termini di risposta impulsionale puntuale. La risposta impulsiva puntuale (o *lineare*) è per definizione l'output del sistema ad una radiazione in input rappresentata da una sorgente puntiforme. Nel caso in cui l'immagine è ripresa (come nel termografo all'infrarosso) mediante un meccanismo di scansione lineare (*line-scan*) è possibile definire rigorosamente la risposta impulsionale solo lungo la linea di scansione. Essa dipende dal tipo di sensore (tempo di risposta e dimensioni), dalla frequenza di scansione e dai fenomeni di diffusione ottica (aberrazione e diffrazione) delle parti ottiche. L'esperienza mostra che l'influenza congiunta di tutti questi parametri dà, ad un sistema *imaging* (di tipo analogico) del tipo *line-scan*, una risposta impulsionale di tipo gaussiano:

$$D(x) = \exp\left[-\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2\right] \quad (4.5)$$

nella quale σ prende il nome di parametro di forma e la sorgente si suppone posta ad $x = 0$.

4.6.1 Slit Response Function

La risposta impulsionale di un radiometro a scansione nell'infrarosso può essere convenientemente misurata rilevando il contrasto termico generato da una finestra (di ampiezza variabile) costituita da due coltelli mantenuti a temperatura diversa rispetto a quella imposta ad uno schermo posteriore (vedi Fig. 4.8).

La forma del segnale in input (determinata dalla finestra) può essere rappresentata in termini adimensionali dalla funzione $rect(x/w)$ dove w è l'apertura della finestra. La risposta del sistema, cioè l'immagine della finestra, è data dal prodotto di convoluzione tra la finestra stessa (input) e la risposta impulsionale $D(x)$ del sistema stesso:

$$I(w,x) = rect(x/w) D(x)$$

Da questa relazione, in linea di principio, si può determinare la funzione D . L'andamento della funzione I al variare dell'apertura della finestra è quello riportato in Fig. 4.9. Si noti che per una finestra molto sottile, cioè per un valore di w molto piccolo, $I(w,x)$ tende verso la risposta impulsionale lineare (rigorosamente, $I(x)$ tende a $D(x)$ quando w tende a 0). In alcuni casi risulta conveniente utilizzare l'ampiezza della finestra in radianti W , ottenuta dal rapporto $W = w/L$.

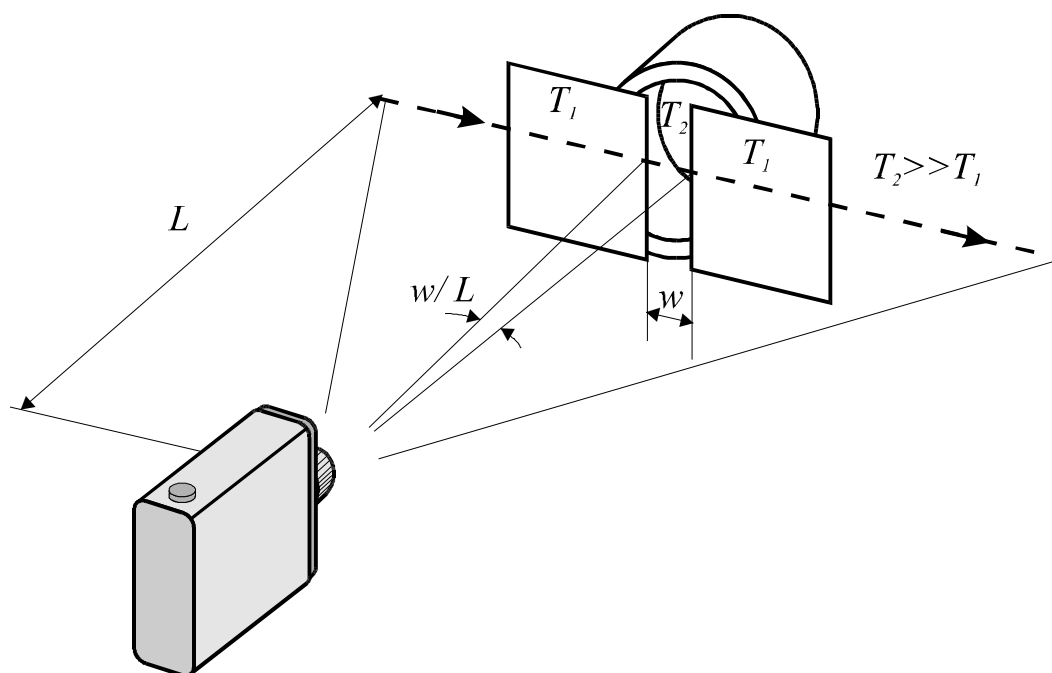


Fig. 4.8 Schematizzazione del sistema per la misura della *SRF*.

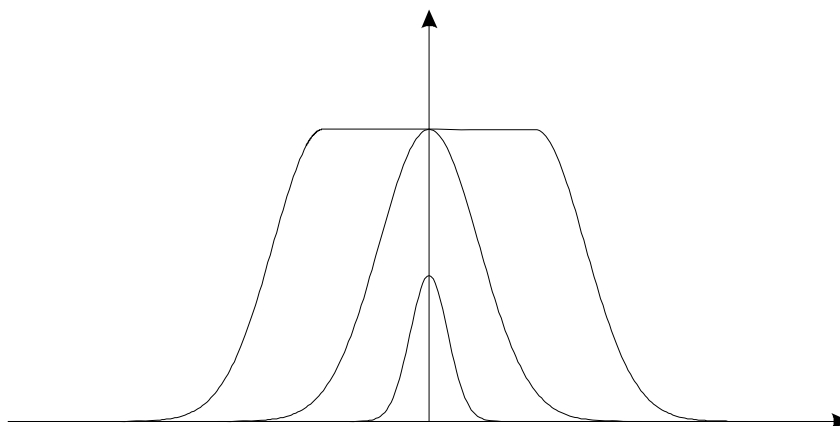


Fig. 4.9 Risposta di un sistema ottico ad una finestra di apertura variabile.

La risposta massima del sistema, che si ottiene in corrispondenza dell'origine, può essere normalizzata rispetto al valore ottenuto con una finestra di apertura infinita I e riportata al variare della larghezza della finestra stessa. La funzione così ottenuta prende il nome di *Slit Response Function*, *SRF* e risulta definita dalla relazione:

$$SRF(w) = \frac{I(w,0)}{I(\infty,0)}$$

La *SRF* costituisce un mezzo alternativo alla risposta impulsionale per caratterizzare la risoluzione spaziale.

Sotto l'ipotesi che la risposta impulsionale sia di tipo gaussiano, la *SRF* risulta essere:

$$SRF(w) = \frac{\int_0^{w/2\sigma} \exp(-\xi^2) d\xi}{\int_0^\infty \exp(-\xi^2) d\xi} = \operatorname{erf}\left(\frac{w}{2\sigma}\right)$$

dove $\xi = x/\sigma$. È quindi possibile valutare il parametro di forma σ dalla relazione:

$$\sigma = w_o / 0.96$$

dove w_o è l'ampiezza della finestra corrispondente ad una SRF pari al 50%.

4.6.2 Modulation Transfer Function

La risoluzione spaziale di un sistema ottico può essere definita, in modo alternativo, nel dominio delle frequenze dalla funzione di trasferimento ottica (*Optical Transfer Function*, OTF) che è il valore normalizzato della trasformata di Fourier della risposta impulsionale. Ricordando la (4.5) si ha:

$$OTF(\nu) = \exp(-\pi^2 \sigma^2 \nu^2)$$

dove ν è la frequenza spaziale. Il modulo della OTF è detto funzione di trasformazione della modulazione (*Modulation Transfer Function*, MTF). La MTF non è altro che la risposta in modulazione del sistema ottico ad un input rappresentato da sinusoidi di diversa frequenza spaziale. Come si nota dalla Fig. 4.10 il sistema ottico (lineare) trasforma una sinusoidale *scena* in una sinusoidale *immagine*. L'effetto della ridotta risoluzione spaziale è quello di far decrescere l'ampiezza della modulazione al crescere della frequenza.

Il campionamento può degradare la MTF di un sistema *imaging*, poiché per un sistema campionato l'ipotesi che il sistema è *shift-invariant* (isoplanatico) non è più valida; isoplanatico sta ad indicare che l'immagine misurata non dipende dalla posizione relativa tra l'immagine reale e lo strumento di misura. Si può anche dire che per un sistema *imaging* campionato non è rigorosamente definibile la funzione MTF in quanto essa (che per definizione è *shift-invariant*) risulta funzione della posizione relativa tra l'immagine reale e lo strumento di misura.

Wittenstein et al (1982) hanno mostrato che il concetto di MTF può essere esteso ai sistemi campionati dove la condizione di isoplanatismo è soddisfatta (essenzialmente alle basse frequenze spaziali).

Park et al. (1984) hanno mostrato che una significativa risposta di un sistema campionato può essere ottenuta calcolando la risposta impulsionale del sistema sulla media delle risposte impulsive localizzate in modo casuale rispetto alla griglia di campionamento. Questo approccio conduce a definire una MTF media che tiene conto sia della degradazione

ottica che di quella dovuta al *sampling*; esso peraltro non fornisce alcuna informazione sull'effettivo *spread* dei valori di *MTF* dovuto al campionamento.

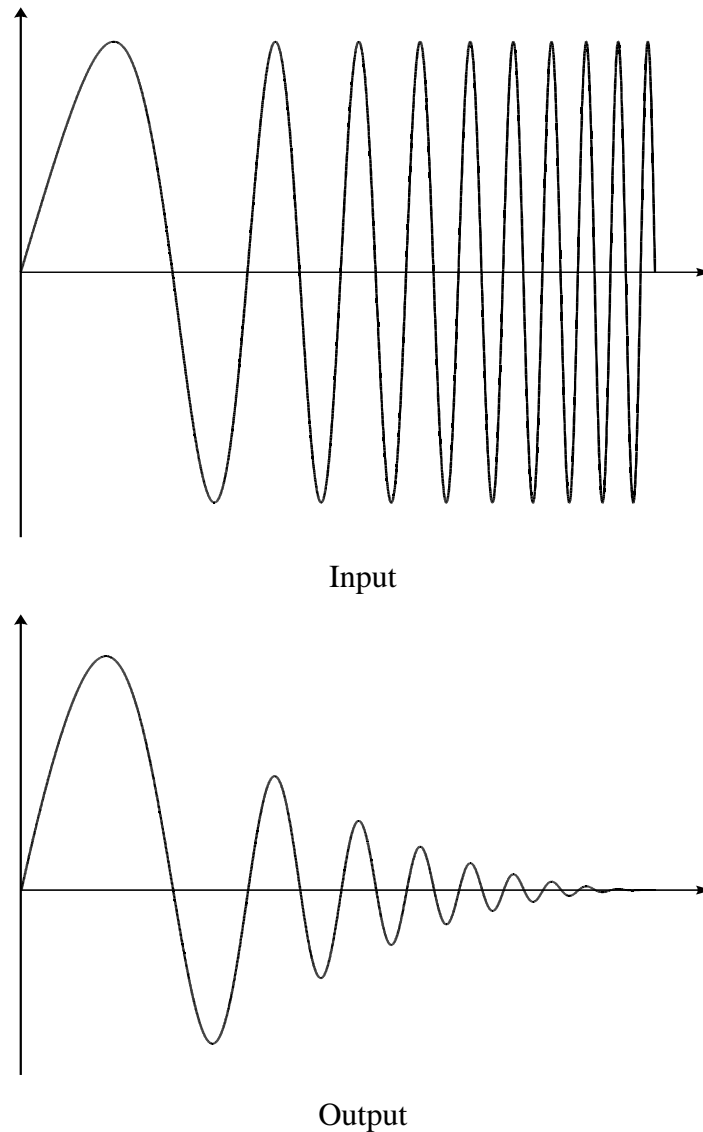


Fig. 4.10 Effetto della risoluzione spaziale su una sinusoidale in *input* di frequenza via via crescente.

de Luca e Cardone (1991) hanno proposto un modello di *MTF* media per segnali campionati da sistemi termografici all'infrarosso. Utilizzando il modello di de Luca e Cardone è possibile verificare che per il sistema AGEMA Thermovision 900 LW il campionamento è tale da non degenerare la *MTF imaging* del sistema termografico.

5 PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY (PIV)

5.1 Principi di funzionamento della tecnica PIV

Qualsiasi indagine sperimentale prevede, come punto di partenza, una serie di misure quantitative e qualitative del fenomeno, coadiuvate da un valido strumento d'analisi. Quando l'attenzione è rivolta allo studio del comportamento dei mezzi fluidi, la *Particle Image Velocimetry* (PIV) rappresenta una valida tecnica di misura per ottenere informazioni, sia qualitative sia quantitative, sui campi di moto istantanei. La PIV può essere vista, pertanto, come un'estensione in termini quantitativi delle precedenti tecniche di *Flow Visualization*.

Il primo problema che s'incontra quando s'indaga il comportamento dei fluidi con tecniche ottiche è di renderli visibili, giacché la maggior parte di essi risulta trasparente. Tale inconveniente può esser ovviato aggiungendo nel flusso in esame un'opportuna quantità di piccole particelle traccianti che seguano fedelmente il moto del fluido in esame.

Con un fascio di luce laser si inquadra una sezione piana del flusso e si illuminano le particelle traccianti appartenenti a detta sezione. Il calcolo della velocità si basa sulla misura dello spostamento in un determinato intervallo di tempo, che si vedrà dipendere direttamente dalla velocità media del flusso; generalmente per il calcolo dello spostamento si registrano le immagini delle particelle in due istanti di tempo distinti (doppia esposizione). Un tipico apparato sperimentale per la registrazione di immagini PIV in una sezione di prova di una galleria del vento è mostrato in Fig. 5.1.

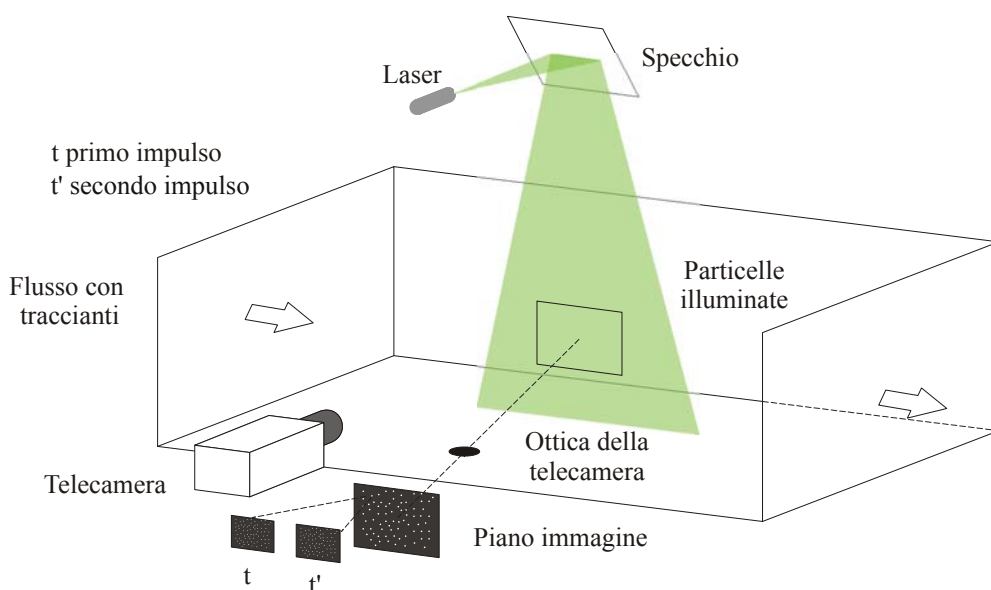


Fig. 5.1 Tipico set-up per registrazioni PIV

Il piano di misura è illuminato due volte da un fascio piano di luce laser e, le immagini della luce diffratta dalle particelle traccianti sono acquisite per mezzo di un sensore CCD e registrate sulla memoria di un computer in tempo reale. Per l'analisi delle visualizzazioni di campi di moto ottenute con PIV digitale si suddivide ciascuna immagine in aree di piccole dimensioni dette *finestre* o *celle di interrogazione*, sulle quali si assume che lo spostamento sia uniforme. Lo spostamento locale $(\Delta \vec{D})$ per ciascuna finestra di interrogazione è calcolato con strumenti statistici (auto o cross-correlazione), che permettono inoltre di individuare la disposizione ottimale delle finestre d'interrogazione, per la quale è massimo il numero di coppie di particelle corrispondenti nelle due registrazioni.

La proiezione del vettore velocità sul piano di misura, invece, si calcola in maniera indiretta conoscendo l'intervallo di tempo (Δt) tra i due impulsi di luce laser:

$$\left(\Delta \vec{V} = \frac{\Delta \vec{D}}{\Delta t} \right)$$

Già in questa fase introduttiva, senza dilungarsi nei dettagli tecnici, è indispensabile sottolineare alcuni aspetti fondamentali della tecnica PIV, in modo da giustificare le scelte effettuate in ambito sperimentale.

La necessità di avere particelle piccole che seguano fedelmente il flusso è in contrasto con la capacità di produrre un'elevata diffusione della luce che consenta di distinguere le particelle nei fotogrammi, per tale motivo in molte applicazioni è necessario giungere ad un compromesso. Per quanto riguarda invece la densità delle particelle traccianti, al fine di ottenere immagini PIV ad alta qualità è necessario che il numero di particelle siano distribuite in maniera uniforme sull'immagine e che la densità non sia né troppo elevata né troppo bassa.

La durata dell'impulso di luce deve essere piccola abbastanza da evitare la riproduzione di scie nell'immagine, invece, l'intervallo di tempo tra le due esposizioni deve essere abbastanza lungo da poter determinare lo spostamento delle particelle e, allo stesso tempo, abbastanza breve da evitare che le particelle con componente di velocità ortogonale al piano di misura abbandonino il fascio di luce.

Le dimensioni delle aree di interrogazione devono essere invece abbastanza piccole da permettere di individuare i gradienti di velocità presenti nel fluido in esame. Infine, per quanto concerne l'acquisizione di sequenze temporali di immagini PIV, i limiti tecnici nelle frequenze di acquisizione delle telecamere e degli impulsi dei laser non permettono di seguire la scala temporale della maggior parte dei flussi.

5.2 Confronto con le altre tecniche anemometriche

Uno degli aspetti principali della tecnica PIV è di essere uno strumento di misura non intrusivo giacché, basandosi sui principi dell'ottica fisica e geometrica, permette di risalire al campo di moto del fluido senza che sia necessario immettere sonde nella corrente. Pertanto, con la tecnica PIV, contrariamente a quanto accade con l'anemometro a filo caldo (*Hot Wire Anemometry* HWA) o con il tubo di *Pitot*, è possibile effettuare misure anche in flussi dotati di grande velocità e negli strati limite, là dove la presenza di sonde provocherebbe inevitabilmente un disturbo.

Un'altra tecnica ottica, che presenta alcuni vantaggi rispetto alla PIV, è la *Laser Doppler Velocimetry* (LDV), caratterizzato da una maggiore precisione, una gamma più ampia di velocità misurabili ed una capacità di calcolo dei valori istantanei della velocità in frazioni di microsecondi.

Tuttavia un difetto dell'anemometro LDV, essendo una tecnica intrinsecamente adatta ad effettuare misure solo in piccole regioni di spazio, è la sua inadeguatezza ai campi di moto instazionari, in cui si richiede una stima, nella regione d'efflusso, del campo di moto globale. Al contrario, la tecnica PIV, fornendo la misura di centinaia di vettori nello stesso istante di tempo, permette di registrare immagini di tutta la regione che intendiamo esaminare e di ottenere da queste, pertanto, le informazioni sul campo di moto complessivo rendendo così più agevole l'individuazione di strutture anche in moti non stazionari.

Bisogna, però, ricordare che la PIV è una tecnica di misura indiretta del campo di moto fluido, nel senso che non sono misurate direttamente le velocità, ma gli spostamenti, ed inoltre sono valutati gli spostamenti delle particelle traccianti (*seeding*) che vengono addizionate al fluido, e non quelli delle particelle costituenti il fluido.

Questo aspetto accomuna le tecniche PIV e stereo PIV, al tubo di *Pitot* e all'anemometro a filo caldo in cui una stima indiretta della velocità delle particelle fluide si ottiene, rispettivamente, tramite una misura della pressione e dell'intensità di corrente elettrica che si genera nel filo anemometrico.

5.3 Aspetti fisici e tecnici

In questo paragrafo sono analizzati in maniera sintetica gli aspetti principali, sia tecnici che fisici, che sono coinvolti quando si effettuano misure con tecnica PIV. Essi riguardano per lo più le caratteristiche fisiche ed ottiche dei traccianti, le specifiche della sorgente di luce laser, l'ottica del fascio di luce piano, la tecnica d'illuminazione delle particelle ed il processo

di formazione dell'immagine PIV così come viene registrata su fotogramma o in forma digitale.

5.3.1 Particelle traccianti

Come precedentemente osservato, essendo la tecnica PIV una tecnica di misura indiretta, in quanto misura la velocità delle particelle anziché quella del fluido, risulta indispensabile analizzare contemporaneamente sia le proprietà meccaniche che quelle ottiche del tracciante. Come già anticipato e come verrà illustrato nei prossimi paragrafi, le dimensioni delle particelle da utilizzare devono essere un compromesso tra la capacità di seguire il flusso, che richiede dimensioni piccole, e la necessità di diffusione della luce incidente che richiede dimensioni elevate.

5.3.1.1 Proprietà meccaniche

Indipendentemente dalla natura del fenomeno indagato, le particelle traccianti devono soddisfare alcuni requisiti generali:

- devono esser costituite da sostanze chimicamente inerti al fluido in esame;
- devono rispettare, per ovvi motivi di sicurezza, le condizioni di non tossicità e non corrosività;
- le particelle devono presentare un'elevata diffusione della luce, al fine di apparire come macchie chiare su di un fondo scuro nel momento dell'acquisizione delle immagini.

Oltre a questi vincoli, la scelta delle particelle traccianti è fortemente influenzata dal fatto che, dovendo fornire informazioni sul flusso, è indispensabile che seguano le medesime leggi di moto del fluido. Pertanto esse devono avere proprietà tali da rendere trascurabile l'effetto delle forze cui sono sottoposte. Se si indicano con \underline{V}_p la velocità delle particelle traccianti e con \underline{V} quella della corrente, l'errore che si commette, detto *errore di scorrimento*, è definito come:

$$\varepsilon_s = \frac{|\underline{V}_p| - |\underline{V}|}{|\underline{V}|} \quad (5.1)$$

Tale parametro deve essere minimizzato per evitare forti differenze tra il moto delle particelle e quello del fluido.

Quando il fluido ed il tracciante hanno densità diverse, una prima fonte di errore deriva dalle forze gravitazionali. Sebbene nella maggior parte dei casi gli effetti gravitazionali siano

trascurabili, è utile richiamare la velocità \underline{V}_g indotta da detti effetti per introdurre il comportamento delle particelle in presenza di un'accelerazione \underline{a} del flusso. Per particelle di dimensioni sufficientemente piccole, come nel caso in esame, è lecito assumere per esse una forma sferica. Per numeri di Reynolds molto piccoli (minori dell'unità se si prende come lunghezza di riferimento il diametro della particella) e supponendo che la densità del tracciante sia bassa abbastanza da poter considerare le particelle immerse in un fluido di estensione infinita, si può utilizzare la legge di resistenza di Stokes.

$$\underline{F} = 3\pi\mu d_p \underline{V}_g \quad (5.2)$$

e imponendo l'equilibrio delle forze agenti, ricavare l'espressione

$$\underline{V}_g = \frac{d_p^2 (\rho_p - \rho)}{18\mu} g \quad (5.3)$$

in cui g è l'accelerazione di gravità, ρ è la viscosità dinamica del fluido, ρ_p e μ sono la densità delle particelle traccianti e del fluido rispettivamente e d_p è il diametro della particella.

Analogamente all'equazione (5.1), nel caso di una particella in un fluido animato da moto uniformemente accelerato si ottiene per la velocità di scorrimento \underline{V}_s la seguente espressione:

$$\underline{V}_s = \underline{V}_p - \underline{V} = \frac{d_p^2 (\rho_p - \rho)}{18\mu} a \quad (5.4)$$

Per valutare la capacità delle particelle di seguire il flusso anche in presenza di fenomeni instazionari come le onde d'urto, si può calcolare la risposta al gradino di \underline{U}_p . Se la densità della particella è molto maggiore di quella del fluido, sotto le stesse ipotesi adottate finora, la risposta al gradino segue tipicamente una legge esponenziale:

$$\underline{V}_p(t) = \underline{V} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \right] \quad (5.5)$$

con un tempo caratteristico di rilassamento τ_s dato da

$$\tau_s = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad (5.6)$$

Se l'accelerazione del fluido non è costante o se non si è nelle condizioni di validità della legge di Stokes, le equazioni del moto delle particelle non sono facilmente risolvibili e la legge di decadimento non è semplicemente esponenziale. La risposta al gradino di particelle di diverso diametro immerse in aria sottoposta a forte decelerazione è mostrata in Fig. 5.2 dalla quale si evince che particelle con diametro minore seguono meglio il comportamento del

fluido in presenza di forti discontinuità nel campo di moto. Dall'equazione (5.4) si può vedere che a causa della differenza di densità tra il fluido ed il tracciante, il diametro delle particelle deve essere abbastanza piccolo per ottenere una misura attendibile del campo di moto.

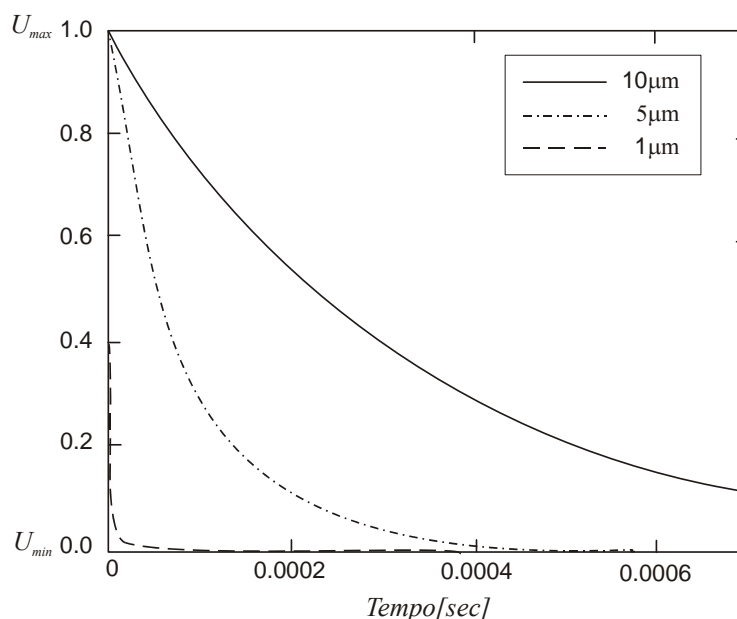


Fig. 5.2 Andamento della risposta a gradino in funzione del tempo per particelle d'olio di diverso diametro in un flusso d'aria sottoposto ad una forte decelerazione.

Nel caso di applicazioni con liquidi è più semplice trovare fluidi con densità simili e di solito il problema si risolve utilizzando particelle solide in sospensione nel liquido. I problemi più rilevanti, quindi, sorgono quando si analizzano i flussi gassosi.

5.3.1.2 Proprietà di diffusione della particelle traccianti

Oltre alle caratteristiche meccaniche sono molto importanti anche le caratteristiche ottiche del tracciante, in quanto, come vedremo nel seguito, per migliorare l'affidabilità della misura è necessario avere immagini ad elevato contrasto. Poiché l'intensità luminosa delle immagini delle particelle e di conseguenza il contrasto nelle immagini PIV è direttamente proporzionale al potere di diffusione della luce, spesso è più efficace ed economico aumentare l'intensità delle immagini scegliendo particelle con un potere riflettente più elevato piuttosto che aumentare la potenza del laser.

In generale si può affermare che l'intensità della luce diffusa dalle particelle è funzione del rapporto tra l'indice di rifrazione delle particelle e quello del mezzo circostante, delle dimensioni, della forma e dell'orientazione delle particelle, della polarizzazione e dell'angolo di osservazione. Per particelle sferiche con un diametro maggiore della lunghezza d'onda della luce incidente, si può utilizzare la teoria di Mie sulla diffusione della luce (*scattering*).

La Fig. 5.3 mostra la distribuzione polare dell'intensità luminosa della luce diffusa da particelle di olio di diametro differente in aria con lunghezza d'onda $\lambda = 532 \text{ nm}$. L'intensità è diagrammata in scala logaritmica ed è rappresentata in modo che due cerchi adiacenti differiscano di un fattore pari a 100.

La teoria di Mie sul fenomeno della diffusione può essere caratterizzata da un diametro normalizzato, q , definito come:

$$q = \frac{\pi d_p}{\lambda} \quad (5.7)$$

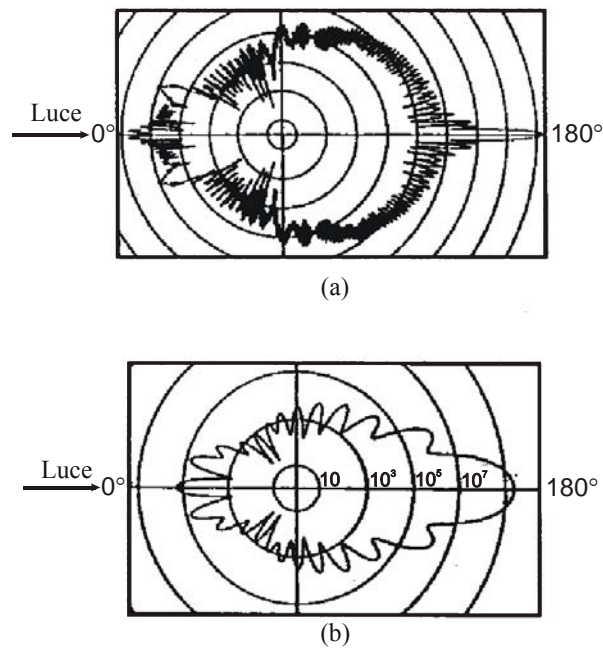


Fig. 5.3 Distribuzione polare dell'intensità della luce diffusa da particelle di olio in aria per diversi diametri e per una lunghezza d'onda di 532 nm secondo la teoria di Mie; (a) diametro pari a $10 \mu\text{m}$. (b) diametro pari a $1 \mu\text{m}$.

Se q è maggiore dell'unità, approssimativamente q massimi locali appaiono nella distribuzione polare all'interno dell'intervallo tra 0° e 180° . Per valori crescenti di q il rapporto tra l'intensità della luce diffusa in avanti rispetto a quella diffusa indietro aumenta rapidamente. In base a quanto detto sarebbe vantaggioso registrare le immagini dal lato verso cui avanza il fascio di luce (180°), ma, a causa delle limitazioni imposte dalla profondità di campo, di solito si effettuano registrazioni a 90° rispetto al fascio di luce. Nel caso si effettuino misure con PIV stereoscopica, poiché si utilizzano due telecamere inquadranti secondo angoli di osservazione, dovendo evitare di orientare ciascuna delle due telecamere verso zone poco illuminate si hanno ulteriori limiti alla scelta dell'angolo di osservazione.

Come si è visto, c'è una tendenza dell'intensità della luce diffusa a crescere con il diametro della particella, tuttavia al crescere di q cresce rapidamente anche il numero dei massimi e minimi, ciò può creare qualche problema nelle tecniche che, a partire dall'intensità dell'immagine, calcolano la componente di velocità ortogonale al piano di misura. L'intensità media della luce diffusa cresce bruscamente con q^2 , mentre, come già osservato, l'efficienza della diffusione dipende fortemente dal rapporto tra l'indice di rifrazione del mezzo e quello delle particelle. Poiché l'indice di rifrazione dell'acqua è molto più alto rispetto a quello dell'aria, a parità di dimensione la diffusione delle particelle nell'aria è almeno un ordine di grandezza superiore a quello dell'acqua. Per tale ragione in quest'ultima le particelle devono essere più grandi, cosa possibile dal momento che in questo caso si possono avere densità più simili tra fluido e tracciante. In Fig. 5.4 è mostrata l'intensità della luce a $\lambda=532nm$ diffusa da particelle di vetro in acqua per diversi valori del diametro.

Dagli stessi diagrammi si può vedere che l'intensità della radiazione incidente non è bloccata dalle particelle ma è dispersa in ogni direzione. Le particelle traccianti sono pertanto illuminate oltre che dalla luce diretta anche dalla luce diffusa dal gran numero di particelle presenti nel flusso e ciò contribuisce ad aumentare l'illuminazione di ogni singola particella. Se ne deduce che si può aumentare il contrasto e l'intensità luminosa dell'immagine non solo incrementando le dimensioni delle particelle, ma anche aumentandone la densità. Due però sono i problemi che limitano l'utilizzo di flussi ad alta densità: il primo è legato all'aumento del rumore di fondo derivante dalla maggiore densità (questo implica che il rumore nelle registrazioni aumenta significativamente); il secondo è dovuto al fatto che utilizzando, come di solito accade, particelle di diverse dimensioni, non è sicuro che il numero di particelle visibili aumenti semplicemente aumentando quelle di dimensioni più grandi. Dal momento che le immagini delle particelle più grandi dominano chiaramente l'analisi del campo, diventerebbe difficile fare stime accurate sulle dimensioni effettive delle particelle e sul corrispondente errore di scorrimento.

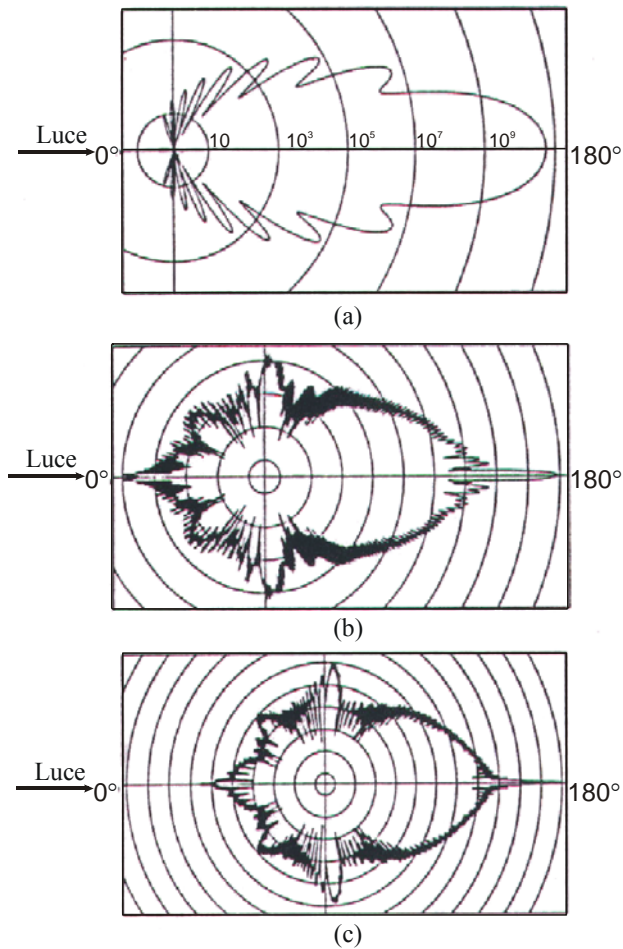


Fig. 5.4 Distribuzione polare dell'intensità della luce diffusa da particelle di vetro di in acqua per diversi diametri e per una lunghezza d'onda di 532nm secondo la teoria di Mie; (a) $1\mu\text{m}$; (b) $10\mu\text{m}$; (c) $30\mu\text{m}$.

5.3.1.3 Generazione ed iniezione di particelle traccianti

L'utilizzo di traccianti naturali, quali le polveri presenti nell'aria, è accettato quando il numero di particelle visibili è tale da permettere un calcolo corretto del campo di moto. In quasi tutti gli esperimenti invece è necessario aggiungere particelle traccianti in modo da poter ottenere un sufficiente contrasto dell'immagine ed un controllo più preciso delle dimensioni delle particelle.

Per la maggior parte dei flussi nei liquidi, questo può essere fatto sospendendo particelle solide nel fluido e miscelandole in modo da ottenere una distribuzione omogenea. Per la visualizzazione di flussi e per le applicazioni PIV, esiste la possibilità di scegliere tra un discreto numero di particelle traccianti. Naturalmente la scelta di un determinato tipo di particelle traccianti dipende dalla natura del flusso da esaminare, cioè se gassoso o liquido.

Nel caso di esperimenti in flussi d'acqua e olio, l'utilizzo di particelle sferiche di vetro con diametro di $10\ \mu\text{m}$ ha dato ottimi risultati, offrendo un'efficiente diffusione ed una bassa velocità di scorrimento.

Nei flussi gassosi, l'immissione di particelle traccianti è spesso più critica sia per la qualità delle misure, sia per la salute degli sperimentatori che, per esempio in prossimità delle gallerie del vento con camere di prova aperte, respirano la miscela di aria e particelle traccianti.

I materiali più utilizzati per gli esperimenti in flussi gassosi sono elencati nella seguente tabella:

Tipo	Materiale	Diametro medio in μm
<i>Solido</i>	Alluminio	2 – 7
	Magnesio	2 – 5
	Microsfere di vetro	30 – 100
	Granuli di rivestimenti sintetici	10 – 50
<i>Fumo</i>		< 1
<i>Liquido</i>	Oli vari	0.5 – 10

Tab. 5.1 Materiali traccianti utilizzati per flussi gassosi

Le particelle generalmente utilizzate sono difficilmente trattabili, dato che le goccioline liquide tendono ad evaporare piuttosto rapidamente, mentre quelle solide sono difficili da disperdere e tendono facilmente ad agglomerarsi. Per questo motivo le particelle non possono essere immesse molto tempo prima della misura, ma devono essere iniettate nel flusso poco prima che il mezzo fluido attraversi la sezione di prova. L'immissione deve avvenire in maniera tale da non disturbare significativamente il flusso e da ottenere una distribuzione omogenea di particelle.

5.3.2 Sorgente di luce: LASER

Il laser (acronimo dell'inglese *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) è largamente usato nelle tecniche PIV e stereo PIV, per la sua capacità di emettere luce monocromatica, coerente e con una grande densità di energia, che può essere facilmente concentrata in un sottile fascio di luce per illuminare e registrare le particelle traccianti senza aberrazioni cromatiche.

Tre sono gli elementi principali costituenti un laser: il “*materiale attivo*”, il *sistema di pompaggio* ed il *risonatore ottico*. Il materiale attivo è costituito generalmente da gas atomico o molecolare, da un semiconduttore o da un materiale solido. Il sistema di pompaggio eccita il materiale attivo per mezzo di energia chimica o elettromagnetica. Il risonatore ottico, generalmente costituito da una serie di specchi, ha la funzione di amplificare la radiazione emessa dal materiale attivo.

Dalla meccanica quantistica è noto che un atomo può trovarsi a diversi livelli energetici. Indicando con E_1 il livello energetico di partenza e con E_2 il livello successivo ad energia maggiore, ogni atomo può passare da un livello all'altro soltanto assorbendo o emettendo sotto forma di fotone una quantità discreta di energia data dalla legge di Planck $E_2 - E_1 = h\nu$, in cui h è la costante di Planck pari a $6.6 \cdot 10^{-34}$ J·s e ν è la frequenza caratteristica del fotone incidente o emesso. Di solito un atomo eccitato allo stato E_2 ritorna spontaneamente allo stato E_1 emettendo un fotone diretto in maniera casuale; in questo caso si parla di *emissione spontanea*. Il colore o la lunghezza d'onda della radiazione emessa dipende dalla differenza di potenziale esistente tra i due livelli energetici. La radiazione prodotta non è né coerente né monocromatica, essendo dovuta all'effetto di sovrapposizione di onde elettromagnetiche di lunghezza d'onda differente. Quando l'atomo invece è investito da un fotone avente energia $h\nu$ possono aver luogo due processi: un atomo allo stadio non eccitato assorbe il fotone passando al livello eccitato (*assorbimento*) oppure un atomo allo stadio eccitato passa allo stadio non eccitato emettendo in fase con il fotone incidente un altro fotone di pari energia; in quest'ultimo caso si parla di *emissione stimolata* e la luce emessa risulta amplificata. Se si considera ora un elevato numero di atomi in equilibrio termodinamico alla temperatura T e si indica con N_1 ed N_2 il numero di atomi delle popolazioni che si trovano nello stato E_1 ed E_2 rispettivamente, in base alla statistica di Boltzmann, si ha che all'equilibrio termico la popolazione a livello energetico minore è sempre più popolata di quella a livello energetico maggiore; se in particolare $E_2 - E_1 \gg kT$ (con k costante di Boltzmann pari a $1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K) il numero di atomi presenti allo stato energetico maggiore tende a zero. Inoltre, sottoponendo detto gruppo di atomi ad una radiazione elettromagnetica, si ha che se $h\nu \gg kT$ l'emissione spontanea prevale su quella stimolata.

In base a quanto detto risulta che, per ottenere un'elevata intensità della luce (coerenza di fase), è necessario far prevalere l'emissione stimolata della popolazione di atomi. In base alla statistica di Boltzmann, però, la popolazione ad energia minore prevale su quella ad energia maggiore; di conseguenza la radiazione incidente ha come risultato l'assorbimento

piuttosto che l'emissione stimolata. Per far sì che il secondo processo prevalga sul primo è necessario ottenere un'*inversione della popolazione* in maniera forzata mediante *pompaggio*.

Se il sistema fosse costituito soltanto da due livelli energetici, non sarebbe possibile ottenere l'inversione della popolazione, infatti all'equilibrio, il numero di atomi N_2 uguaglierebbe il numero di atomi N_1 , pertanto l'assorbimento e l'emissione risulterebbero ugualmente probabili ed il materiale trasparente alla frequenza $\nu=(E_2-E_1)/h$. Per tale ragione è indispensabile avere almeno un sistema a tre livelli, anche se in genere si ricorre a sistemi a quattro livelli per aumentare l'efficacia dell'emissione.

Come è stato già accennato, un altro componente fondamentale del laser è il risonatore ottico. Questo ultimo è generalmente costituito da due specchi posti uno di fronte all'altro alle estremità opposte del mezzo attivo avente la funzione di amplificare il fascio di luce laser. La radiazione emessa, infatti, viene riflessa avanti ed indietro dagli specchi e si amplifica ad ogni passaggio nel mezzo attivo fino a raggiungere un processo stazionario. A causa della durata finita del processo di emissione di fotoni, lo spettro di emissione non è un impulso di Dirac sulla frequenza ν , ma una distribuzione in frequenza centrata in ν con larghezza di banda $\Delta\nu$ tanto maggiore quanto minore è la durata della sinusoide. Il risonatore, pertanto, ha il compito di amplificare soltanto radiazioni di lunghezze d'onda λ rispettanti la condizione:

$$L = \frac{m\lambda}{2n} \quad (5.8)$$

in cui L è la lunghezza della cavità risonante, n è l'indice di rifrazione del mezzo ed m è un numero intero.

I laser più diffusi nelle misurazioni con tecnica PIV sono quelli a stato solido come il laser a Rubino ed il laser a Nd:YAG. Soltanto di quest'ultimo verrà fornita una breve descrizione in quanto, oltre ad essere il laser più utilizzato, è anche quello di cui si è fatto uso per effettuare le prove sperimentali del presente lavoro.

Il laser ad Nd:YAG (acronimo di Neodimium-Yttrium-Aluminum-Garnet), come già detto, è un laser a stato solido il cui mezzo attivo è costituito da un cristallo di $Y_3Al_5O_{12}$ (detto comunemente YAG) drogato con ioni Neodimio Nd^{3+} . È utilizzato soprattutto per le ottime proprietà termiche e meccaniche, per le alte frequenze di ripetizione, per l'elevata amplificazione e per la bassa energia di pompaggio. L'eccitazione è raggiunta attraverso pompaggio ottico verso bande di energia continue e transizioni non radioattive verso il livello di emissione, mentre il pompaggio avviene con luce bianca (lampada a Krypton). Alle normali temperature di esercizio il laser ha una lunghezza d'onda $\lambda=1064nm$ e l'inversione della

popolazione ha inizio appena viene raggiunto un valore di soglia dipendente dalla cavità del laser. In questo modo si possono ottenere numerosi impulsi di luce laser a partire da ogni singolo impulso della lampada. Per ottenere un impulso comandato da trigger è necessario inserire nella cavità risonante un *interruttore di qualità (Q-switch)* che ha l'effetto di alterare le caratteristiche di risonanza della cavità stessa.

Il Q-switch è generalmente costituito da un polarizzatore e da una cella Pockels, la quale cambia la qualità¹ del risonatore ottico in base al voltaggio della cella. Per ottenere luce nella lunghezza d'onda del visibile, si adopera un *duplicatore di frequenza* che consente di ottenere un terzo dell'energia iniziale a $\lambda=532nm$. Inoltre, poiché le proprietà ottiche della cavità del laser cambiano con la temperatura è indispensabile raffreddare la cavità del laser per asportare l'energia che non si converte in luce laser.

Nella Fig. 5.5 sono rappresentati i componenti principali di un laser Nd:YAG dei quali segue un breve descrizione.

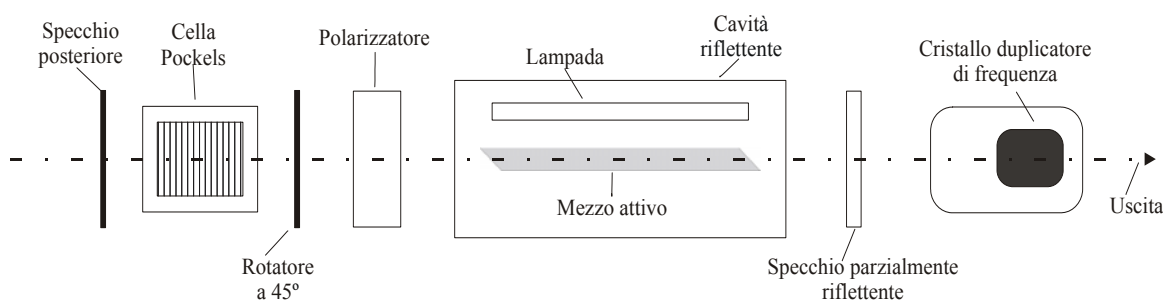


Fig. 5.5 Schema di un laser a stato solido.

La *camera di pompaggio* contiene una bacchetta di cristallo Nd:YAG ed una lampada a Krypton lineare. Le estremità della bacchetta sono inclinate di un angolo pari all'angolo di Brewster per minimizzare le riflessioni. Questi due componenti sono circondati da materiale ceramico riflettente in modo da ottenere un efficiente pompaggio ottico, mentre appositi filtri assorbono la radiazione ultravioletta emessa dalla lampada.

Lo *specchio di uscita*, nella maggior parte dei casi, ha la superficie rivolta verso la cavità parzialmente riflettente, mentre la superficie rivolta all'esterno è dotata di rivestimento antiriflettente.

Il *Q-switch*, come già detto, consta di un polarizzatore, un cristallo con cella di Pockels ed un prisma che cambia la direzione del fascio di luce (rotatore a 45°). Detto componente è comandato da alte differenze di potenziale ai capi della cella e, cambiando rapidamente le

condizioni di risonanza della cavità, è utilizzato per rilasciare l'energia accumulata nel mezzo attivo. Una cella che sfrutta l'effetto Pockels consiste in un apposito cristallo, al quale, applicando una differenza di potenziale, si induce una variazione dell'indice di rifrazione lungo un asse.

Un *generatore di seconda armonica* è un cristallo non lineare utilizzato per la duplicazione della frequenza di emissione del laser e, nel caso in questione, converte la luce dalla lunghezza d'onda dell'infrarosso a quella del visibile corrispondente al verde.

Tipicamente detto laser ha una frequenza di ripetizione oscillante tra 10 e 50Hz, una durata dell'impulso da 5 a 10ns ed emette per ogni pulsazione una quantità di energia tra i 100 ed i 500mJ.

5.3.3 Ottica del fascio di luce piano

Per ottenere dal raggio laser un fascio di luce piano che illumini le particelle traccianti si possono usare vari sistemi ottici basati su una combinazione di lenti di diverso tipo. Il vantaggio principale della luce monocromatica risiede nella facilità con cui si può collimare il fascio.

L'elemento essenziale per la generazione del piano di luce è la lente cilindrica. Se si utilizza un raggio di dimensioni ridotte e con divergenza piccola, come nel caso di laser a ioni-Argon, detta lente può essere sufficiente allo scopo. Nel caso di laser ad alta intensità come quelli a Nd:YAG per ottenere fasci piani sottili ad alta intensità è richiesta una combinazione di differenti lenti.

Per focalizzare la luce in un appropriato spessore è necessario utilizzare almeno un'altra lente. Tale configurazione è mostrata in Fig. 5.6 dove è stata aggiunta anche una terza lente al fine di generare un piano di luce di altezza costante.

La lente divergente è stata posizionata per prima per evitare la generazione di linee focali le quali, anche se non provocano la ionizzazione dell'aria come i punti focali, possono incendiare le particelle di polvere sospese nell'aria, alterando così le proprietà del fascio. Nel suddetto caso la posizione dello spessore minimo dipende dalla divergenza del raggio della sorgente luminosa e dalla lunghezza focale dell'ultima lente cilindrica (500mm per il caso illustrato).

¹ Si ricorda che, in analogia al fattore di qualità dei circuiti risonanti, è possibile definire un fattore di qualità di una cavità risonante come 2π volte il rapporto tra l'energia immagazzinata nel risonatore e quella dissipata in un periodo.

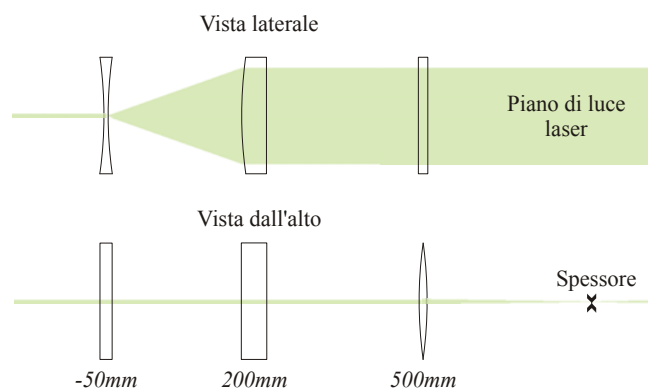


Fig. 5.6 Schema ottico di un fascio ottenuto utilizzando tre lenti cilindriche di cui una con distanza focale negativa.

La combinazione di una lente cilindrica con due lenti sferiche, illustrato in Fig. 5.7, rende il sistema più versatile.

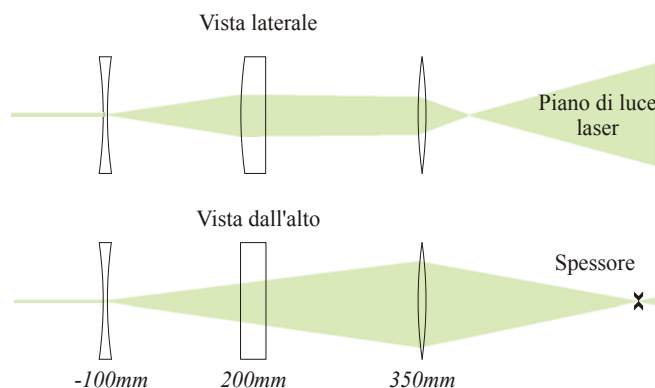


Fig. 5.7 Schema ottico di un fascio ottenuto utilizzando due lenti sferiche di cui una con distanza focale negativa, ed una cilindrica.

L'altezza del piano di luce mostrato in figura è data principalmente dalla distanza focale della lente cilindrica centrale. L'adattamento dell'altezza del fascio di luce piano si ottiene cambiando la lente cilindrica mentre la regolazione dello spessore si ottiene facilmente variando la distanza tra le lenti sferiche.

L'utilizzo di lenti sferiche in generale non permette di regolare in maniera indipendente sia lo spessore che l'altezza del fascio di luce.

Per ovviare a tale inconveniente è necessario adottare la configurazione mostrata in Fig. 5.8. Detta configurazione permette di generare lame di luce più sottili del diametro del raggio sorgente ovunque e, perciò, consente la generazione di fasci di spessore molto piccolo già all'uscita dell'ultima lente.

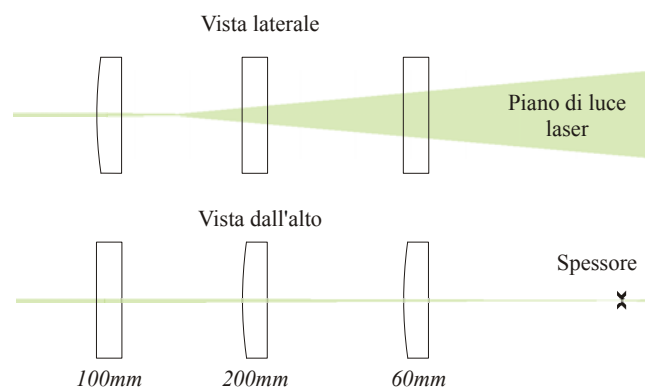


Fig. 5.8 Schema ottico di un fascio ottenuto utilizzando tre lenti cilindriche.

L'inconveniente risiede nel fatto che l'energia per unità di area è molto alta e, come già detto, per non incorrere nell'interferenza con polvere o particelle traccianti è necessario isolare le zone in prossimità della linea focale.

Infine, nella disposizione delle lenti occorre tener presente alcune regole. Le superfici delle lenti non rivestite sono leggermente riflettenti e le relative perdite possono raggiungere valori del 4%. Le riflessioni prodotte possono provocare dei danni se sono focalizzate su componenti ottici. Nella maggior parte dei casi detto problema può essere risolto disponendo le lenti nel verso corretto mentre, in altri casi, è necessario ruotare leggermente la lente per evitare riflessioni su altre lenti, verso il laser o persino nella cavità risonante.

5.3.4 Tecnica di illuminazione

Una migliore illuminazione, abbiamo visto, si può ottenere aumentando il diametro o il numero delle particelle traccianti, ciò però contrasta con la necessità che le particelle seguano fedelmente il flusso (cfr. par. 5.3) e che la densità non superi un certo valore per non avere un eccessivo rumore di fondo. Risulta necessario, pertanto, trovare un giusto compromesso tra questi fattori e la potenza del laser impiegato.

Un altro fattore che riveste un ruolo importante è la durata dell'impulso luminoso. Questa, infatti, deve essere sufficientemente breve in modo che il movimento delle particelle sembri come congelato durante il tempo di esposizione, al fine di evitare la presenza di strisce nelle immagini.

Parimenti non può esser trascurata l'importanza dell'intervallo di tempo tra i due impulsi luminosi. Si deve evitare, infatti, un intervallo di tempo troppo lungo perché se le particelle sono dotate di una componente di velocità non appartenente al piano di misura, esse possono lasciare il piano di osservazione individuato dal fascio di luce durante le due illuminazioni che determina una perdita di coppie di particelle corrispondenti e quindi una stima meno

accurata della velocità. I tempi di esposizione dovranno perciò tenere conto dello spessore della lama laser e della velocità stimata del flusso: infatti bisogna fare in modo che nell'intervallo di tempo intercorrente tra le due illuminazioni, le particelle siano ancora all'interno dello spessore del fascio laser. Con un intervallo di tempo sufficientemente breve, invece, c'è la possibilità che la particella non abbia il tempo di effettuare uno spostamento nelle due immagini tale da permettere una buona accuratezza spaziale della misura.

Quindi si può concludere che la scelta dell'intervallo di tempo tra i due impulsi luminosi va fatta in funzione soprattutto della velocità del fluido, scegliendo intervalli più grandi lì dove la velocità è più bassa e viceversa.

5.3.5 Generazione e registrazione di immagini PIV

Prima di vedere più in dettaglio come si genera un'immagine PIV, è opportuno descrivere l'aspetto caratteristico di una siffatta immagine in funzione della densità dei traccianti. L'aspetto di un'immagine registrata e le informazioni in essa contenute dipendono da due numeri adimensionali introdotti da Adrian e Yao (1984).

Il numero N_s , chiamato *densità della sorgente*, è definito dalla seguente espressione:

$$N_s = C\Delta Z_0 M^{-2} \frac{\pi}{4} d_t^2 \quad (5.9)$$

in cui C è la concentrazione delle particelle traccianti (numero di particelle per unità di volume), ΔZ_0 è lo spessore del fascio di luce laser, M è il fattore di ingrandimento, definito nel prossimo paragrafo, e d_t rappresenta il diametro delle particelle sull'immagine. In pratica detto numero rappresenta il numero di particelle presenti nel volume corrispondente all'area della superficie occupata da una singola particella sull'immagine.

Il numero N_I , chiamato *densità dell'immagine*, è dato invece dalla seguente espressione:

$$N_I = C\Delta Z_0 \frac{D_I^2}{M^2} \quad (5.10)$$

in cui D_I denota l'area corrispondente al dominio di interrogazione².

Detto numero rappresenta il numero di particelle presenti in una finestra di interrogazione. In Fig. 5.9 sono rappresentati i tre casi che tipicamente si possono presentare al variare dei valori assunti dai numeri adimensionali introdotti.

² Per dominio di interrogazione si intende il volume corrispondente a ciascuna delle finestre in cui viene suddivisa l'immagine per determinare lo spostamento delle particelle traccianti.

Il primo caso rappresentato in Fig. 5.9a si riferisce al caso con numeri caratteristici N_s e $N_I \ll 1$. Infatti, la prima condizione impone che le particelle siano distinguibili, mentre la seconda si traduce nel fatto che, essendo la distanza media tra le particelle molto grande, il numero di particelle in una finestra di interrogazione è basso.

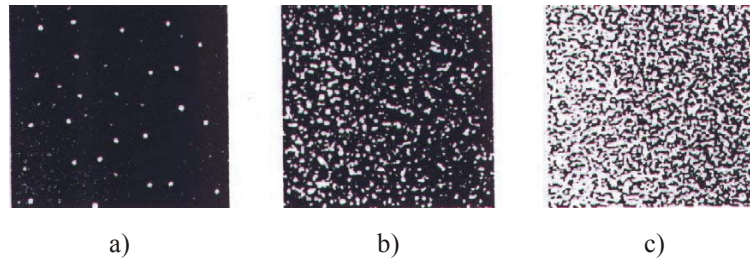


Fig. 5.9 Immagini delle particelle traccianti in funzione della densità: a) densità bassa (PTV); b) densità media (PIV); c) densità alta (LSV).

In questo caso è abbastanza semplice individuare le coppie di particelle corrispondenti nelle due esposizioni, ma non è possibile calcolare il vettore velocità in un qualsiasi punto dell'immagine. In definitiva, è possibile determinare i vettori velocità soltanto in corrispondenza delle particelle e questo equivale ad effettuare un campionamento casuale del campo di moto. Poiché il campo di moto si ottiene dallo spostamento di particelle individuali, in questo caso si parla Particle Tracking Velocimetry (PTV).

Per ottenere maggiori informazioni sul campo di moto è necessario incrementare la densità delle particelle sull'immagine. Così facendo si ottiene la situazione mostrata in Fig.5.9b in cui $N_I \gg 1$ e le particelle sono ancora distinguibili $N_s \ll 1$. Il numero di particelle contenute in una finestra di interrogazione è tale da rendere possibile il calcolo del vettore velocità in qualunque posizione; tale calcolo però non può ottenersi individuando le coppie di particelle corrispondenti ed è perciò necessario calcolare lo spostamento più probabile con metodi statistici. Queste sono le condizioni in cui si opera con la tecnica PIV.

Aumentando ulteriormente la densità delle particelle traccianti si ottiene il terzo caso rappresentato in Fig. 5.9c. In questo caso (N_I e $N_s \gg 1$) le particelle non sono più distinguibili e l'immagine è un campo di interferenza. In questo caso si parla di distribuzione con chiazze (*speckles*) e la corrispondente tecnica prende il nome di Laser Speckle Velocimetry (LSV). In linea di principio lo spostamento si calcola in maniera analoga alla PIV. Bisogna aggiungere che, affinché compaiano effettivamente delle chiazze, la densità delle particelle deve essere molto elevata; in tal caso entrano in gioco effetti indesiderati quali la diffusione multipla (Adrian, (1984)). È possibile pertanto che immagini LSV non siano altro che immagini PIV ad alta densità.

5.3.6 Formazione delle immagini

E' noto dalle leggi dell'ottica che quando si utilizzano dispositivi ottici dotati di obiettivi, come nel caso della PIV, bisogna tener conto del fenomeno della diffrazione per cui il diametro dell'immagine della particella registrata non corrisponde al diametro geometrico della stessa moltiplicato per il fattore di ingrandimento dell'immagine. Infatti se un fascio di luce piano investe uno schermo opaco dotato di un'apertura circolare e la lunghezza d'onda della luce incidente è confrontabile con le dimensioni del foro, su uno schermo posto a grande distanza dal foro si genera una figura di diffrazione. Utilizzando una lente convergente è possibile visualizzare la figura di diffrazione su di un piano in prossimità dell'apertura. L'immagine di una sorgente puntiforme posta a grande distanza non appare puntiforme sul piano immagine, ma forma una figura di diffrazione anche nell'ipotesi di lente priva di aberrazioni. Sotto le suddette ipotesi la sorgente puntiforme genera una figura detta *disco di Airy* che è costituita da un disco circolare circondato da anelli così come è mostrato in Fig.5.10a.

Nell'approssimazione di *Fraunhofer* (campo lontano dall'apertura), la distribuzione di Airy rappresenta la trasformata di Fourier della distribuzione del campo delle ampiezze della luce lungo l'apertura. Tenendo conto della proprietà del cambiamento di scala della trasformata di Fourier, se ne deduce che a grandi diametri di apertura corrispondono piccoli dischi di Airy e viceversa.

La funzione di Airy matematicamente è data dal quadrato della funzione di Bessel del primo ordine, per cui il primo anello scuro corrisponde al primo zero di detta funzione. È opportuno determinare il diametro del disco di Airy d_s , in quanto questo rappresenta la minima immagine della particella ottenibile per una data configurazione. Imponendo la condizione $I(x)/I_{max}=0$, in Fig. 5.10b il valore di detto diametro per una fissato diametro di apertura D_a e per una fissata lunghezza d'onda λ è dato da:

$$\frac{d_s}{2x_0} = 1.22 \quad (5.11)$$

con $x_0=\lambda/D_a$. Se consideriamo che il mezzo in cui è immersa la lente di distanza focale f è costituito dall'aria, in base alle leggi dell'ottica geometrica si ha:

$$\frac{1}{z_0} + \frac{1}{Z_0} = \frac{1}{f} \quad (5.12)$$

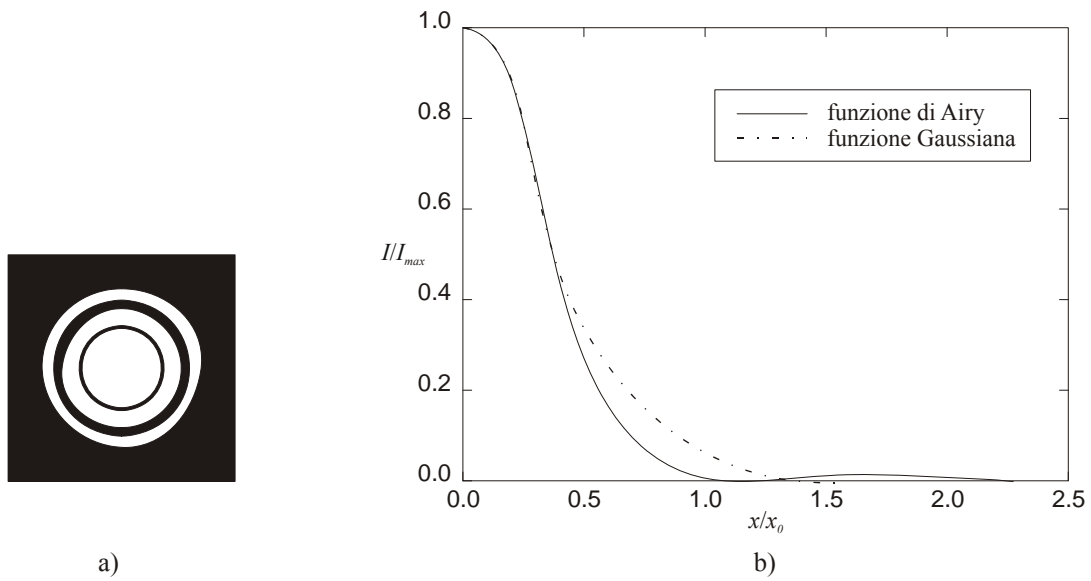


Fig. 5.10 Figura di diffrazione di Airy per un prefissato diametro di apertura (a); confronto tra l'intensità della distribuzione normalizzata di Airy e l'approssimazione con una curva Gaussiana (b).

dove z_0 è la distanza tra il piano immagine e la lente e Z_0 è la distanza tra la lente ed il piano oggetto (vedi Fig. 5.11). Definendo ora il *fattore di ingrandimento* M come:

$$M = \frac{z_0}{Z_0} \quad (5.13)$$

si può ottenere la formula del diametro minimo di immagine limitato dalla diffrazione:

$$d_s = 2.44 f_{\#} (M + 1) \lambda \quad (5.14)$$

in cui $f_{\#}$ è il numero f definito come il rapporto tra la distanza focale f ed il diametro dell'apertura D_a .

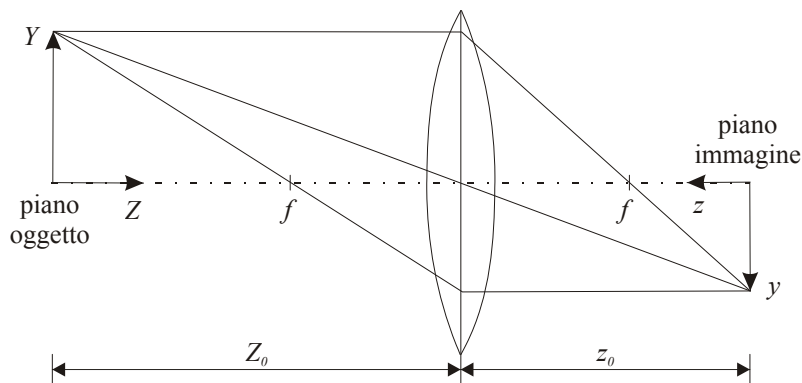


Fig. 5.11 Ricostruzione geometrica dell'immagine.

Il valore del diametro minimo così definito è ottenuto soltanto nel caso di particelle di piccolo diametro e per piccoli fattori di ingrandimento. Nel caso di particelle grandi e/o di

elevati fattori di ingrandimento l'influenza della geometria diventa predominante, pertanto, l'immagine di una particella di dimensioni finite sarà data dalla convoluzione della funzione di Airy con l'immagine geometrica della particella. Trascurando le distorsioni della lente si ottiene la seguente formula:

$$d_t = \sqrt{(Md_p)^2 + d_s^2} \quad (5.15)$$

dove d_t è il diametro dell'immagine della particella.

Nella pratica la funzione di Airy è spesso approssimata con la curva Gaussiana mostrata in Fig. 5.10b definita da:

$$\frac{I(x)}{I_{max}} = \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.16)$$

dove il parametro σ deve essere fissato pari a $f_{\#}(I+M)\lambda\sqrt{2}/\pi$ per poter approssimare l'effetto della diffrazione.

Dall'ottica geometrica è noto inoltre che un punto nel piano oggetto genera un'immagine nitida soltanto ad una posizione definita nello spazio immagine data dall'equazione (5.12). Se il piano dell'immagine non è perfettamente allineato con il piano del sensore, l'immagine è sfocata e l'ottica geometrica fornisce il valore della dimensione dell'immagine; ovviamente detta sfocatura non dipende né da aberrazioni della lente né dalla diffrazione. In ogni caso, la dimensione del diametro dovuto alla diffrazione è il parametro utilizzato per il calcolo della *profondità di campo*. Utilizzando il diametro fornito dalla (5.14), per la profondità di campo δ_z si ottiene la seguente espressione:

$$\delta_z = 2f_{\#}d_s(M+1)/M^2 \quad (5.17)$$

In base a quanto detto, il valore del diametro dell'apertura è un parametro critico nella registrazione delle immagini. Un diametro di apertura elevato è necessario per ottenere un'illuminazione sufficiente e particelle con contorni ben definiti, perché, come già osservato, al crescere dell'apertura diminuisce la dimensione del diametro dovuto alla diffrazione. D'altra parte, un elevato diametro di apertura riduce la profondità di campo e può rendere le aberrazioni della lente non trascurabili.

5.3.7 Strumenti e tecniche di registrazione delle immagini

Nel primo stadio dello sviluppo della tecnica PIV si faceva ricorso principalmente a tecniche di registrazione fotografiche ma i progressi fatti recentemente nel campo dell'elettronica, hanno permesso di realizzare metodi di registrazione digitali che consentono

un'immediata visualizzazione delle immagini e l'eliminazione dei processi chimici di stampa. Per tale ragione in questo paragrafo verranno analizzate soltanto le tecniche di misura digitali, in particolare l'attenzione sarà focalizzata sui sensori allo stato solido.

Il sensore elettronico allo stato solido più diffuso è senza dubbio il CCD (*charge coupled device*, ossia dispositivo ad accoppiamento di carica) il quale converte l'energia luminosa incidente sotto forma di fotoni in carica elettrica disponibile sotto forma di elettroni. Quando si parla di sensori CCD in genere si parla di un array di CCD singoli disposti lungo una riga o sotto forma di una matrice rettangolare. Il CCD individuale si chiama *pixel* la cui dimensione fisica è dell'ordine di $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Il principio di funzionamento, mostrato schematicamente in Fig. 5.12, è descritto di seguito.

Il CCD è costruito su di un substrato semiconduttivo, generalmente in silicone, con conduttori metallici sulla superficie, uno strato di ossido isolante, uno strato semiconduttore di tipo n (anodo) ed uno semiconduttore di tipo p (catodo) al di sotto (giunzione PN).

Una piccola differenza di potenziale, applicata tra i conduttori metallici e lo strato di tipo p, genera un campo elettrico all'interno del semiconduttore. Il valore minimo del campo elettrico che si forma al di sotto del centro del pixel è associato ad una vacanza di elettroni ed è detto *buca di potenziale*. In pratica la buca di potenziale è equivalente ad un condensatore in grado di immagazzinare gli elettroni. Quando un fotone di una certa lunghezza d'onda colpisce la giunzione PN, si genera una coppia vacanza-elettrone ed il fenomeno è detto *effetto fotoelettrico*. Mentre la vacanza, portatrice di carica positiva, è assorbita nello strato p, l'elettrone per effetto del campo elettrico migra verso la buca di potenziale, dove viene immagazzinato. Gli elettroni continuano ad accumularsi per tutta la durata dell'esposizione alla luce. La capacità di immagazzinare elettroni è comunque limitata e viene misurata in elettroni per pixel; valori tipici della capacità per i sensori oscillano tra 10.000 e 100.000. Quando detto valore massimo viene superato si ha sovraesposizione e gli elettroni eccedenti tendono a migrare verso i pixel adiacenti provocando il *blooming* dell'immagine. Per evitare questo effetto i moderni CCD adottano dispositivi anti-blooming che catturano la carica in eccesso per mezzo di conduttori.

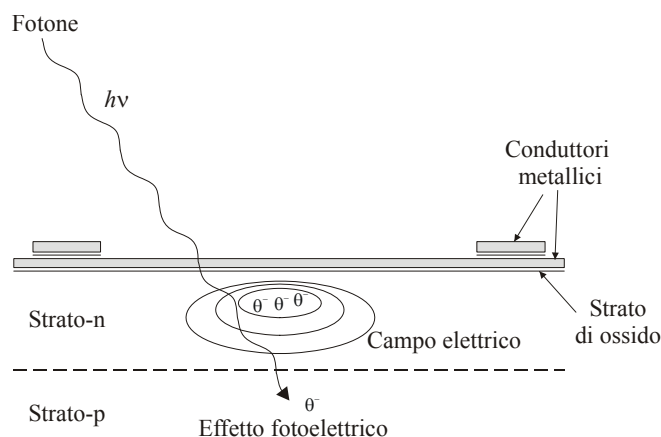


Fig. 5.12 Modello semplificato di un pixel.

Un altro parametro importante per un CCD è il *fattore di riempimento* o *apertura* che è definito come il rapporto tra l'area otticamente sensibile e quella totale del sensore. Detto valore può oscillare dal 15% al 100%, a seconda del sensore. Il motivo principale della limitata apertura è dovuto alla superficie opaca costituita dai conduttori che generano la buca di potenziale e dalle zone rivestite per immagazzinare la carica prima della lettura.

Come tutte le apparecchiature elettroniche, anche il pixel di un CCD è soggetto a rumore elettronico. La maggiore fonte di rumore è costituita dagli effetti termici che generano una coppia elettrone-vacanza, diventa perciò indispensabile raffreddare il sensore.

Altre caratteristiche di un pixel, infine, sono la sensibilità, la linearità ed il *range* dinamico. In analogia alle pellicole fotografiche la *sensibilità* del pixel o *efficienza di quantizzazione* (QE) è definita dal rapporto tra il numero di elettroni immagazzinati ed il numero di fotoni incidenti e si misura in carica immagazzinata per intensità di luce incidente, oppure in corrente per potenza incidente. Detto valore dipende dall'apertura e dallo spessore dell'area sensibile e cambia notevolmente con la lunghezza d'onda della luce incidente. Per ridurre la sensibilità a quest'ultimo parametro, a volte si pone un filtro all'infrarosso davanti al sensore. Per quanto riguarda la *linearità*, poiché ogni elettrone si aggiunge linearmente alla carica immagazzinata, il voltaggio in uscita è linearmente proporzionale alla carica stessa. Piccole non-linearità sono dovute principalmente alla sovraesposizione o alla bassa qualità degli amplificatori in uscita; in ogni caso gli scostamenti dal comportamento lineare non eccedono l'1%. Infine, si definisce *range dinamico* di un CCD il rapporto tra la capacità massima di accumulazione ed il rumore di fondo e, vista la dipendenza di quest'ultimo dalla temperatura, aumenta al decrescere della temperatura.

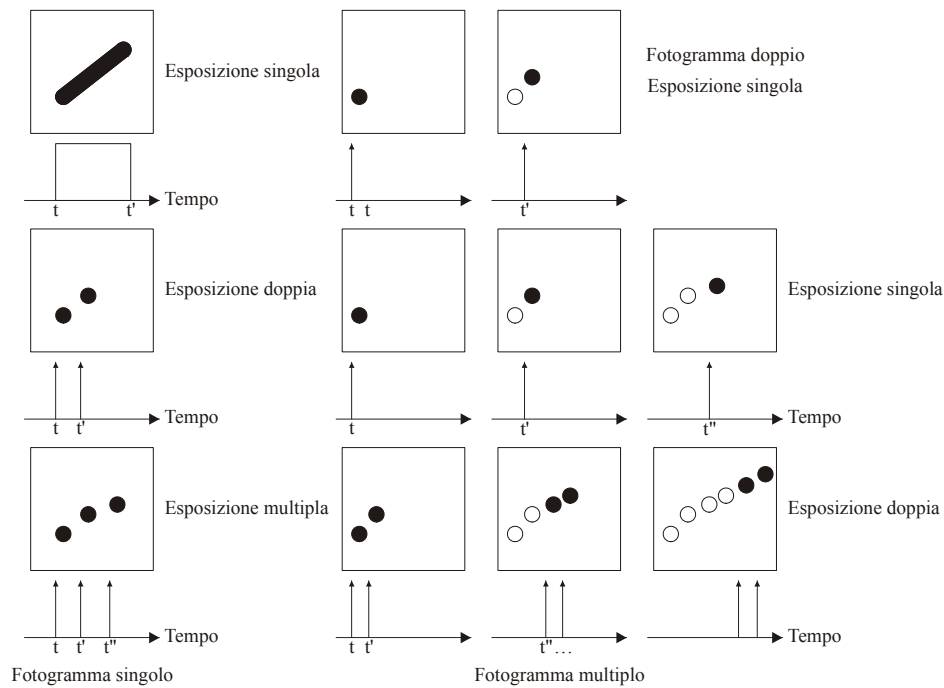


Fig. 5.13 Schema delle principali tecniche di registrazione di immagini PIV.

Prima di analizzare in dettaglio i modelli di CCD più diffusi, occorre ricordare che i modi di registrazione delle immagini PIV si distinguono in due categorie: la prima categoria è costituita dai metodi che catturano le immagini del flusso su di un solo fotogramma, mentre nella seconda categoria ogni immagine del flusso, corrispondente ad un singolo impulso del laser, è registrata su un distinto fotogramma. Dette categorie, entrambe mostrate in Fig. 5.13, sono denominate rispettivamente tecnica PIV con singolo fotogramma ed esposizione multipla e tecnica PIV con fotogrammi multipli e singola esposizione. Il primo metodo, oltre a rendere meno agevole il calcolo dello spostamento, ha il grosso svantaggio di non fornire informazioni sull'ordine temporale dei due impulsi generando la cosiddetta *ambiguità direzionale* del vettore spostamento. In generale i parametri che indirizzano la scelta verso un metodo piuttosto che verso un altro sono: l'elevata risoluzione spaziale e temporale del campo di moto, la risoluzione delle fluttuazioni di velocità, l'intervallo di tempo tra le misure PIV singole e, naturalmente, il costo e la disponibilità di apparecchiature in laboratorio.

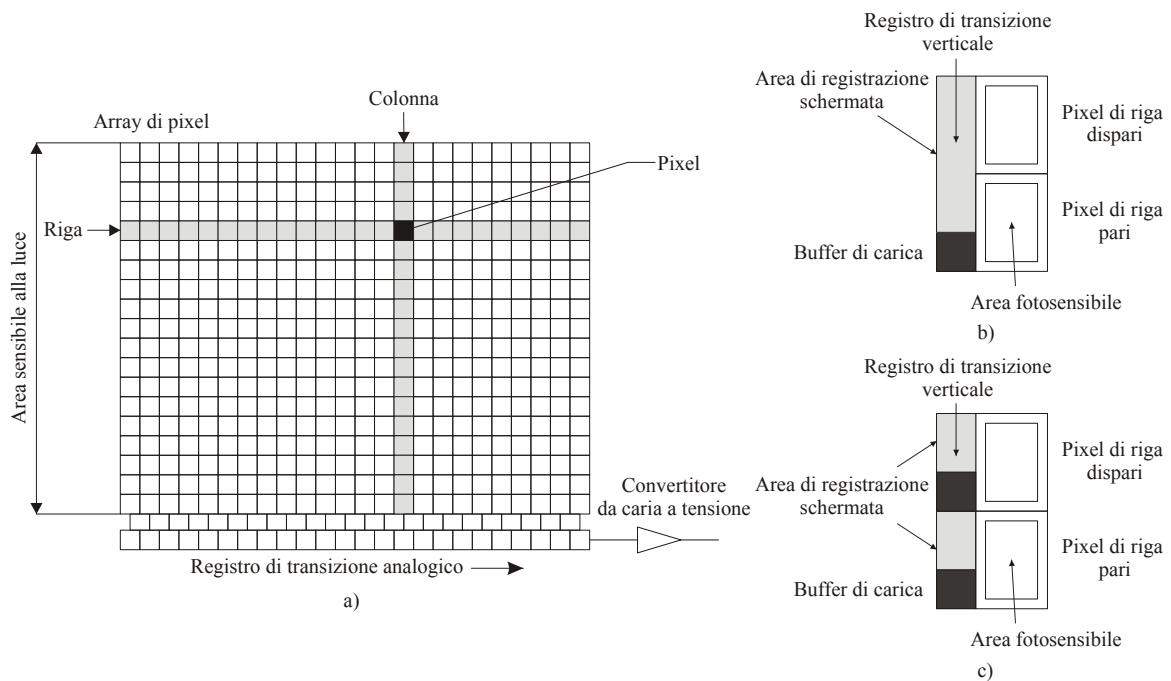


Fig. 5.14 Geometria tipica di un sensore CCD (a). Dettaglio della struttura dei pixel per due modelli di sensore CCD: sensore a trasferimento di interlinea (b) e sensore a trasferimento di interlinea completo (c).

In Fig. 5.14a è mostrata la geometria tipica di un sensore CCD in cui i pixel individuali sono raggruppati in un array rettangolare in modo da creare una regione sensibile alla luce. L'informazione contenuta in ciascun pixel è trasmessa in maniera sequenziale in due fasi. Nella prima fase, successiva all'esposizione, la carica accumulata è trasferita verticalmente, una riga per volta, ad un registro di transizione analogico schermato dalla radiazione luminosa e collocato sul bordo inferiore del sensore. Ogni riga, attraverso un convertitore da carica a differenza di potenziale, è convertita pixel per pixel in un vettore di tensioni che costituisce il segnale di uscita del sensore. A seconda del tipo di sensore, inoltre la lettura del segnale può avvenire in maniera sequenziale (progressiva) oppure interlacciata (vale a dire prima le righe dispari e poi le pari).

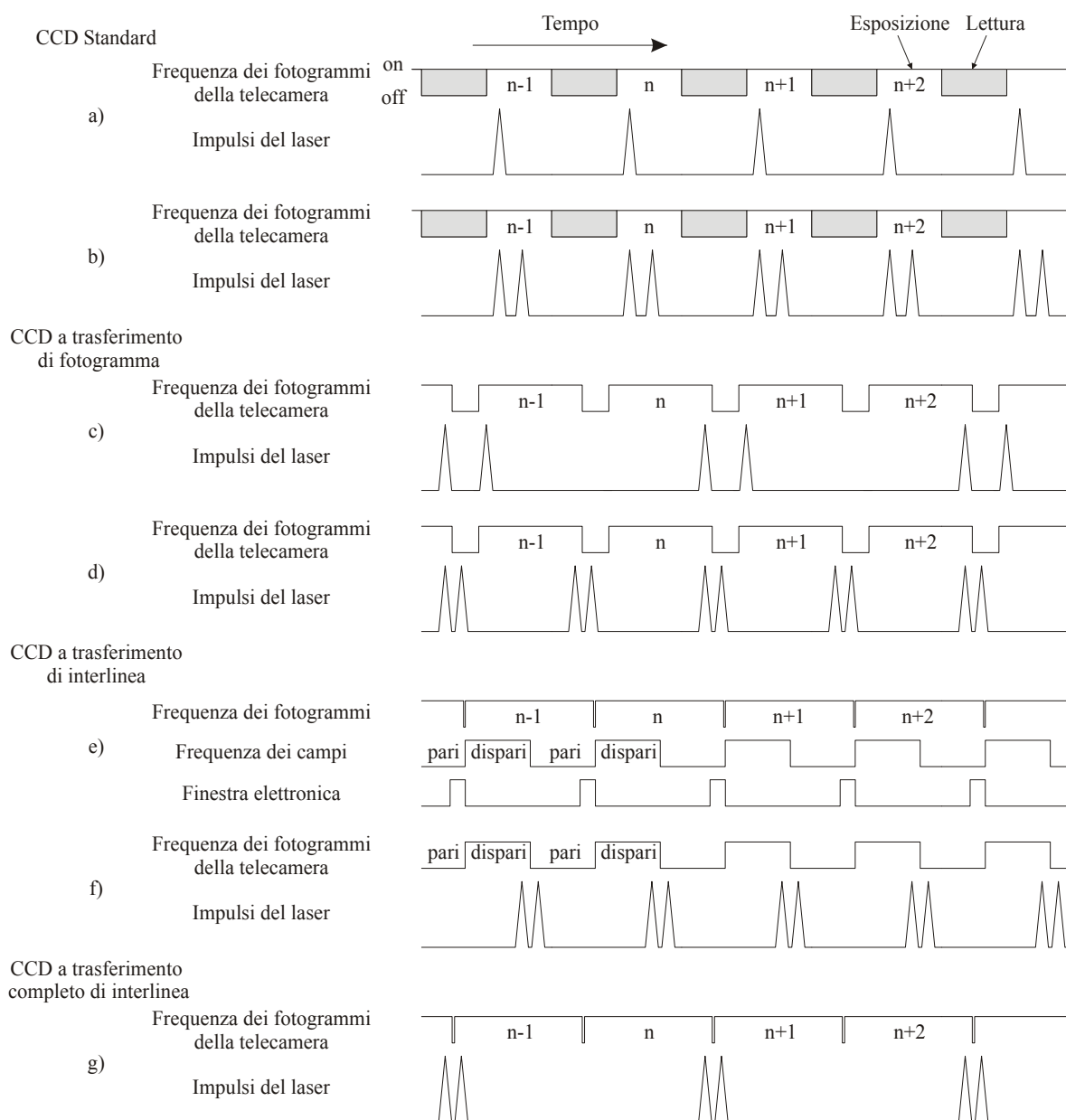


Fig. 5.15 Diagramma dei tempi per registrazioni PIV basate su diversi tipi di sensori CCD.

Un sensore CCD classico *a fotogramma pieno* è quello mostrato in Fig. 5.14a: il processo di registrazione avviene nella maniera appena descritta mentre la modalità di lettura è di tipo interlacciato. Questo CCD presenta però uno svantaggio causato dal fatto che il sensore rimane attivo durante la lettura, il che, comportando la cattura di altra luce, produce delle macchie verticali nell'immagine finale. Inoltre, se la velocità da misurare non è sufficientemente bassa, non è possibile effettuare un'acquisizione con singola esposizione. In Fig. 5.15a

e 5.15b, il diagramma dei tempi mostra come devono essere collocati i picchi dei laser per ottenere immagini con esposizione singola o doppia rispettivamente.

Il modello di sensore CCD *a trasferimento di fotogramma* è sostanzialmente identico a quello classico con la differenza che la metà inferiore delle righe è schermata dalla luce. Una volta esposte, le righe in cui si è accumulata la carica sono trasferite nella parte inferiore con una frequenza di $1\mu s$ per riga, permettendo così all'intera immagine di rimanere protetta da ulteriori esposizioni durante il trasferimento ($0.5-1ms$). Il sensore, però, rimane comunque attivo durante il trasferimento verticale e le macchie possono essere ugualmente presenti. Una volta avvenuto il trasferimento la lettura sequenziale dell'immagine avviene con le stesse modalità del CCD standard. Il sensore offre, inoltre, le due possibilità di funzionamento mostrate in Fig. 5.15c e 5.15d rispettivamente. Innanzitutto, l'alta velocità di trasferimento verticale permette di catturare due immagini singole separate da un intervallo di tempo di poco superiore al tempo di trasferimento. Allo scopo basta far capitare il primo impulso poco prima del trasferimento del fotogramma ed il secondo impulso immediatamente dopo (caso c); in questo caso la frequenza di registrazione PIV è la metà della frequenza di acquisizione della telecamera. La seconda modalità di utilizzo consente di effettuare uno slittamento dell'immagine per eliminare il problema dell'ambiguità degli spostamenti. Tale modalità si ottiene posizionando il primo impulso luminoso immediatamente prima della traslazione verticale ed il secondo impulso nel periodo di spostamento delle cariche verso la zona schermata (caso d). In questo caso le frequenze di registrazione della PIV e della telecamera coincidono.

Un terzo tipo di sensore, maggiormente utilizzato nei video di uso comune, è il sensore CCD *a trasferimento di interlinea*. Detto nome deriva dai registri di trasferimento collocati verticalmente tra le file di pixel. Tipicamente due registri adiacenti in verticale condividono una zona di immagazzinamento delle cariche come mostrato in Fig. 5.14b. Le cariche che si accumulano nell'area attiva del pixel sono trasferite rapidamente (in meno di $1\mu s$) alla zona di immagazzinamento e questa caratteristica offre la possibilità di effettuare una finestratura completamente elettronica. Il maggiore svantaggio di questi sensori è il ridotto fattore di riempimento causato dall'aggiunta delle linee di memorizzazione affianco alle celle fotosensibili. Poiché due pixel condividono la stessa cella di memorizzazione l'immagine avrà una risoluzione verticale dimezzata e sarà possibile memorizzare alternativamente le righe pari e le dispari; di conseguenza, mentre le righe pari accumulano la carica, il contenuto delle righe dispari è salvato in memoria e viceversa ottenendo un fotogramma distinto in due campi.

Anche in questo caso sono due le possibili applicazioni per la PIV. In una prima applicazione (vedi Fig. 5.15e) la finestra elettronica può essere utilizzata per regolare l'illuminazione di un laser continuo. In questo caso, però, poiché il periodo di emissione della luce è fissato dalla frequenza dei campi della telecamere, il ritardo tra i due impulsi è uguale alla durata di un campo; ciò limita l'uso di questi sensori a campi di velocità piuttosto limitati. Nella seconda modalità di funzionamento (vedi Fig. 5.15f) la finestra elettronica è disattivata rendendo il sensore inattivo solo durante il periodo di trasferimento della carica ed i due impulsi del laser cadono rispettivamente immediatamente prima ed immediatamente dopo detto periodo. La frequenza di immagini PIV uguaglia la frequenza dei fotogrammi delle telecamere (costituita dai due campi).

Il sensore *a trasferimento completo di interlinea*, a differenza del modello appena descritto, presenta una zona di memorizzazione per ogni pixel (vedi Fig. 5.14c). In questo modo la finestratura elettronica può essere applicata all'immagine intera anziché ad un solo campo. La possibilità di trasferire rapidamente ($1\mu s$) l'intera immagine nelle celle di memorizzazione ha permesso di estendere il campo di applicazione della PIV fino al regime transonico. Come si evince dal diagramma dei tempi mostrati in Fig. 5.15g, per il suddetto modello la frequenza di registrazione di immagini PIV è la metà rispetto a quella di acquisizione della telecamera.

5.3.8 Metodi di valutazione delle immagini PIV

Lo scopo principale dei metodi di valutazione di registrazioni PIV consiste nel determinare lo spostamento tra gruppi di particelle memorizzati come una distribuzione bidimensionale di livelli di grigio $I(x, y)$.

Inizialmente tale determinazione avveniva manualmente: individuate le posizioni delle singole particelle nell'immagine relativa al primo istante e delle corrispondenti sulla seconda immagine, era possibile seguire il percorso compiuto da ciascuna particella nell'intervallo di tempo. Questa tecnica di accoppiamento, chiamata *Particle Tracking Velocimetry*, poiché richiedeva, ovviamente, una densità di traccianti molto bassa, riusciva a fornire una mappa di vettori velocità relativi a pochi punti del campo.

Per aumentare la risoluzione spaziale della misura e consentire il confronto dei dati sperimentali con i risultati ricavati per via numerica, si è reso necessario ottenere mappe di vettori molto più fitte e, quindi, concentrazioni più elevate delle particelle traccianti nelle immagini PIV. Utilizzando alte densità, però, è praticamente impossibile distinguere mediante

un'ispezione visiva le singole particelle nelle immagini relative ad illuminazioni successive per cui, in tal caso, la valutazione avviene attraverso un approccio di tipo statistico.

Di solito, per determinare la traslazione temporale o spaziale di due segnali identici, si utilizzano tecniche di correlazione e detta correlazione può essere calcolata sia per segnali monodimensionali (segnali temporali) che bidimensionali (distribuzioni spaziali 2D). Per calcolare le funzioni di correlazione si può utilizzare il calcolo numerico diretto oppure il calcolo indiretto utilizzando il teorema di Wiener-Kintchine. Come è noto, questo teorema stabilisce che, dati due segnali I ed I' , il loro spettro di potenza mutua è la trasformata di Fourier della loro funzione di cross-correlazione. Si può quindi calcolare una funzione di correlazione o direttamente nel dominio dello spazio oppure indirettamente, calcolando in successione le trasformate di Fourier, il prodotto complesso coniugato nel dominio della frequenza e la trasformata inversa del risultato.

Dette operazioni possono essere effettuate sia in maniera analogica che in maniera digitale; di seguito pertanto saranno analizzati sia i metodi di valutazione delle immagini ottici che quelli digitali.

5.3.8.1 Metodi digitali

Per *DIGITAL PIV* (*DPIV*) s'intende un procedimento d'analisi delle immagini PIV completamente digitale. L'immagine della sezione di prova, illuminata dal fascio di luce in maniera stroboscopia in modo da evitare striature, viene registrata tramite un sensore CCD e, quindi, convertita in formato digitale. Quest'ultima, infatti, può essere vista come una matrice, i cui elementi sono *pixel* ai quali è associato un tono di grigio compreso tra 0 e 4096 per immagini a 12 bit (al valore 0 corrisponde il bianco mentre a 4096 il nero).

Una volta acquisita una coppia d'immagini e ipotizzando di trascurare alcuni effetti, quali il ritardo con cui le particelle seguono il moto oppure la tridimensionalità del flusso, si procede alla loro analisi per determinare i vettori spostamento. Si tenga presente che lo spostamento misurato sarà rettilineo, giacché, tra le due registrazioni, si perdono le informazioni di curvatura.

Il primo passo è quello di dividere le due immagini in griglie con finestre d'interrogazione di dimensione opportuna. Essendo, infatti, impossibile valutare lo spostamento delle singole particelle quando si utilizzano densità medie di traccianti, saranno analizzati i movimenti di gruppi localizzati di particelle. In pratica, per ogni finestra di interrogazione sarà determinato, attraverso un'analisi statistica, un vettore spostamento. Per l'analisi

statistica si utilizza una funzione di autocorrelazione o di cross-correlazione, in virtù del tipo di tecnica di acquisizione adottata. Il primo (Fig. 5.16a) viene utilizzato nel caso di registrazioni con fotogramma singolo e doppia esposizione. L'immagine PIV viene suddivisa in finestre di interrogazioni più piccole, per ognuna delle quali sono calcolati la funzione di autocorrelazione, utilizzando la trasformata di Fourier, e lo spostamento corrispondente al picco.

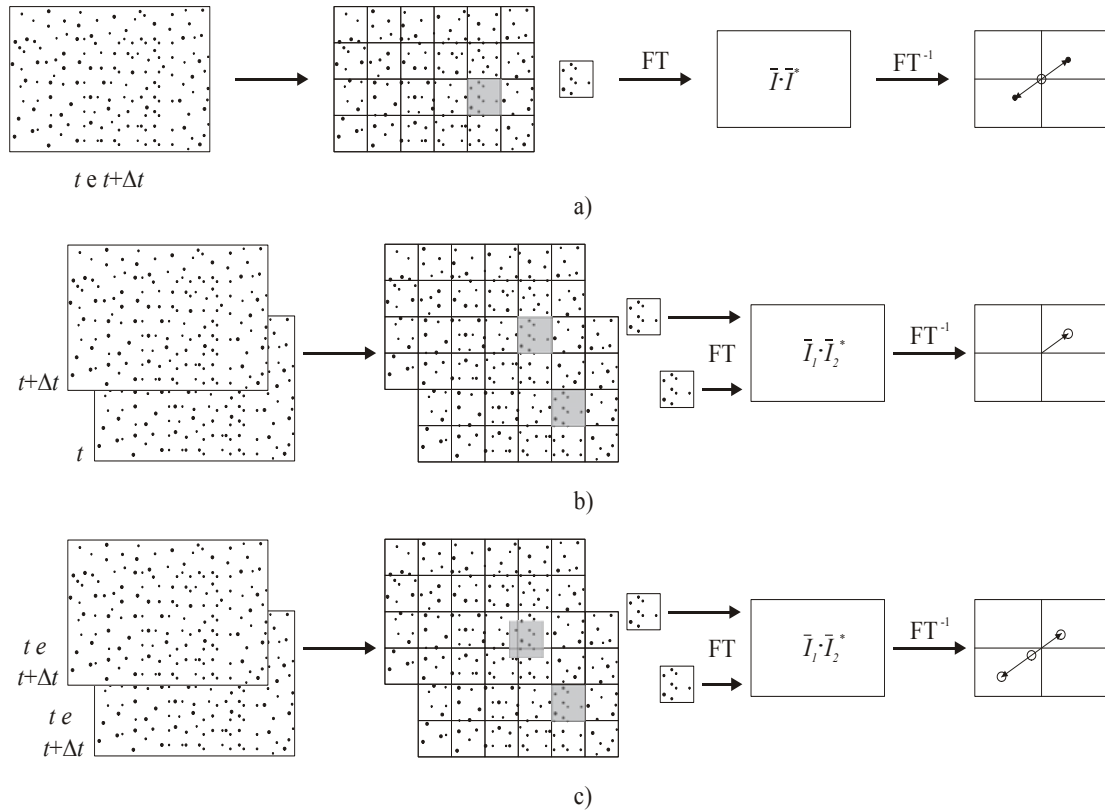


Fig. 5.16 Metodi di valutazione delle immagini PIV: a) metodo con autocorrelazione completamente digitale; b) metodo con cross-correlazione digitale nel caso di fotogramma doppio e singola esposizione; c) metodo con cross-correlazione digitale nel caso di fotogramma singolo e doppia esposizione.

In questo caso, come mostrato in Fig. 5.17, la funzione di autocorrelazione presenta tre picchi principali: un picco centrale dovuto alla correlazione delle immagini delle particelle con se stesse, e due *picchi di spostamento* sui lati opposti del picco centrale che sono dovuti alla correlazione delle immagini delle particelle della prima esposizione con quelle della seconda e viceversa.

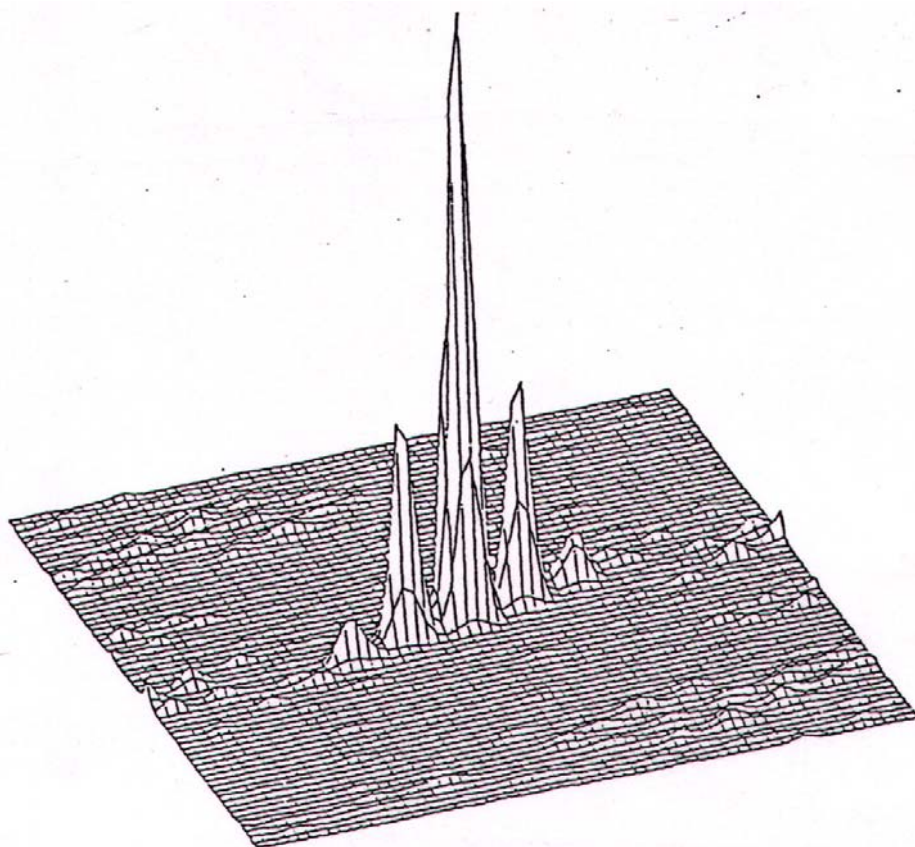


Fig. 5.17 Mappa della funzione di autocorrelazione bidimensionale.

Lo spessore dei picchi dipende dalla dimensione del diametro delle particelle e, se queste ultime sono presenti in numero sufficiente, detti picchi si ergeranno tra i picchi del rumore di fondo casuale. Poiché non è possibile distinguere tra i due picchi simmetrici secondari, sarà presente un'ambiguità direzionale che generalmente viene rimossa con una traslazione dell'immagine tra la prima e la seconda esposizione.

Se il sistema di acquisizione consente l'impiego di registrazioni con doppio fotogramma ed esposizione singola, il calcolo dello spostamento si effettua utilizzando la funzione di cross-correlazione tra due finestre di interrogazione (vedi Fig. 5.16b). In questo caso, il picco nella funzione è unico e, pertanto, non è presente il problema dell'ambiguità direzionale.

Il calcolo della funzione di cross-correlazione, anche in questo caso, è fatta numericamente nel campo della frequenza utilizzando le trasformate di Fourier. Lo svantaggio principale risiede nel fatto che le particelle traccianti devono spostarsi sufficientemente, in modo da posizionare le loro immagini ad una distanza tale da evitare sovrapposizioni.

Per ridurre la perdita di correlazione, inoltre, è utile fissare le finestre di interrogazione in base allo spostamento medio delle particelle traccianti. Nelle applicazioni ad alta risoluzione di immagine, però, è molto difficile ottenere due esposizioni su fotogrammi diversi. Ciò

accade nel caso della PIV fotografica, in cui, per utilizzare le tecniche con cross-correlazione, è necessario digitalizzare le registrazioni (Fig. 5.16c). Le finestre di interrogazione allora possono essere scelte di dimensione diversa e leggermente sfasate l'una rispetto all'altra in modo da compensare le perdite di correlazione dovute allo spostamento delle particelle. A seconda dei diversi parametri, nel piano di correlazione compariranno picchi di autocorrelazione oltre a quelli dovuti alla cross-correlazione.

Sebbene il metodo più utilizzato sia senza dubbio quello basato sulla cross-correlazione, l'acquisizione d'immagini successive su un unico fotogramma può dare anch'essa buoni risultati. Nella pratica sono utilizzati gli stessi apparati sperimentali poiché si può considerare l'auto-correlazione come un caso particolare di cross-correlazione, in cui le due finestre sono uguali.

5.3.9 Cross-Correlazione

5.3.9.1 Metodo diretto

Consideriamo una coppia d'immagini contenenti un insieme di particelle traccianti registrate, mediante l'esposizione ad un fascio di luce laser, con metodo PIV tradizionale.

La seconda immagine è registrata dopo un breve intervallo di tempo nel quale le particelle si sono spostate insieme al fluido in modo che la coppia di immagini fornisca il campo di spostamenti i cui vettori sono individuati analizzando il movimento di un gruppo di particelle localizzato. Come mostrato in Fig. 5.18, ciò è ottenuto estraendo dall'immagine un piccolo campione (finestra di interrogazione) ed analizzandolo con metodi statistici.

Dal punto di vista dell'elaborazione dei segnali, la prima immagine si può considerare come l'ingresso di un sistema che fornisce in uscita la seconda immagine della coppia. Indicando con $I(x, y)$ la funzione distribuzione d'intensità di luce della prima immagine e con $I'(x, y)$ quella della seconda, la funzione di trasferimento del sistema converte l'immagine in ingresso I in quella di uscita I' ed è costituita da una traslazione d e dall'aggiunta del rumore N .

Note le due immagini I ed I' , lo scopo del metodo di valutazione consiste nella stima del campo di spostamento eliminando gli effetti del rumore.

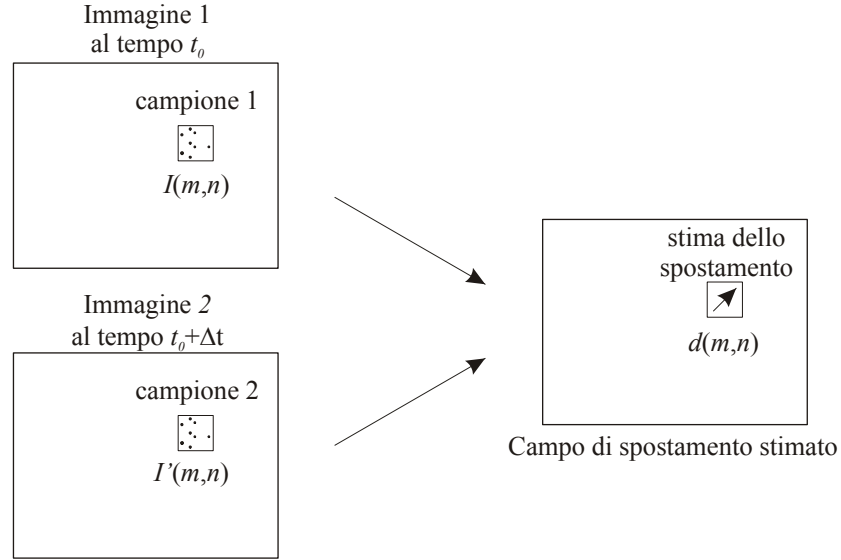


Fig. 5.18 Schema del calcolo del campo di spostamento per PIV con doppio fotogramma e singola esposizione.

A causa del rumore non sufficientemente basso, per effettuare una stima della funzione di spostamento d è preferibile ricercare una similitudine tra le immagini in senso statistico. Ciò è ottenuto utilizzando la funzione di cross-correlazione discreta data da:

$$R_{II'}(x, y) = \sum_{i=-k}^k \sum_{j=-L}^L I(i, j) I'(i + x, j + y) \quad (5.18)$$

In pratica il campione I' è traslato sul campione I e per ciascun valore della traslazione (x, y) , la somma dei prodotti delle intensità di tutti i pixel sovrapposti fornisce un valore della funzione di cross-correlazione $R_{II'}(x, y)$. Effettuando questa operazione nel campo di valori $(-M \leq x \leq M, -N \leq y \leq N)$ si ottiene un piano di correlazione di dimensioni $(2M+1) \times (2N+1)$. Per i valori dello spostamento per cui le immagini delle particelle si sovrappongono, la somma dei prodotti delle intensità assumerà valori maggiori. Il valore massimo nel piano di correlazione può così essere utilizzato come stima diretta dello spostamento delle particelle del campione. In pratica, quindi, la funzione di cross-correlazione misura statisticamente il grado di sovrapponibilità tra due immagini per un dato spostamento.

5.3.9.2 Utilizzo delle trasformate di Fourier: correlazione nel dominio delle frequenze

Adoperando l'implementazione diretta della cross-correlazione (equazione 5.18) si ha che il numero di moltiplicazioni per il calcolo di ogni valore della correlazione aumenta in proporzione all'area della finestra di interrogazione imponendo un notevole sforzo computa-

zionale. Se si tiene conto, inoltre, che in una tipica misura PIV le finestre di interrogazione sono dell'ordine delle migliaia di pixel e il numero di vettori spostamento su ciascuna immagine sono migliaia, ci si rende subito conto che è necessario uno strumento di calcolo più efficiente. In alternativa al calcolo diretto, come è noto dalla teoria dei segnali, è possibile calcolare la funzione di cross-correlazione con una moltiplicazione tra complessi coniugati nel dominio della frequenza, ossia:

$$R_{II'} \Leftrightarrow \hat{I} \cdot \hat{I}'^* \quad (5.19)$$

in cui \hat{I} ed \hat{I}' sono le trasformate di Fourier delle funzioni I ed I' rispettivamente.

Nella pratica la trasformata discreta di Fourier è ottenuta utilizzando gli algoritmi FFT (*Fast Fourier Transform*) che riducono il numero di operazioni da $O[N^2]$ a $O[N \log_2 N]$.

Pertanto, il laborioso processo di correlazione bidimensionale dato dalla (5.18) può essere ridotto calcolando due (FFT) bidimensionali su campioni delle immagini di uguali dimensioni e, successivamente, effettuando la moltiplicazione complessa coniugata dei coefficienti di Fourier ottenuti. Si calcola quindi la trasformata di Fourier inversa del risultato, per tornare nel campo reale, ottenendo un piano di correlazione che ha le stesse dimensioni $N \times N$ dei due campioni. Rispetto alla correlazione diretta il numero di operazioni si riduce così da $O[N^3]$ a $O[N^2 \log_2 N]$.

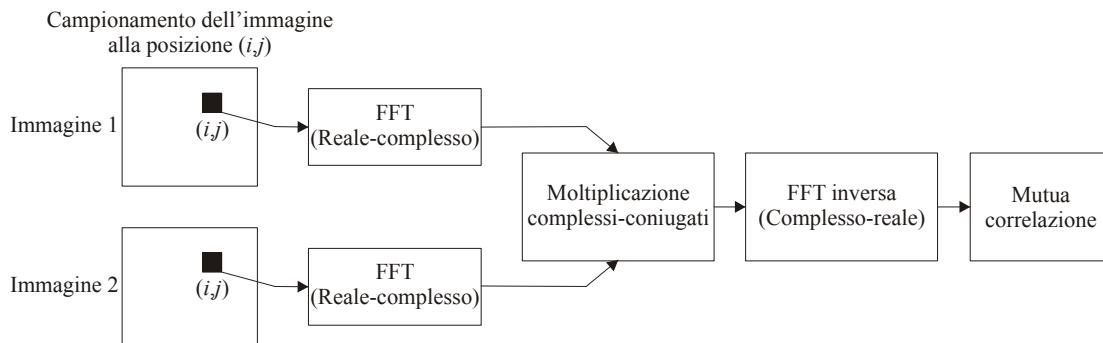


Fig. 5.19 Implementazione della cross-correlazione utilizzando la trasformata di Fourier.

In Fig. 5.19 è riportato lo schema dell'implementazione di cui sopra:

- le due immagini sono acquisite su due fotogrammi distinti e divise in griglie;
- la cross-correlazione è applicata a finestre corrispondenti;
- Per entrambe le finestre si calcola la 2D FFT
- Si calcola il prodotto tra complessi coniugati delle due FFT
- Si determina l'IFFT del risultato

- Si trova la posizione del massimo nel piano di correlazione

5.3.9.3 Influenza del massimo spostamento rilevabile sul piano di correlazione

Analizzando un piano di correlazione (Fig. 5.20) è possibile osservare il picco massimo e, vicino ad esso, altri picchi di dimensione minore.

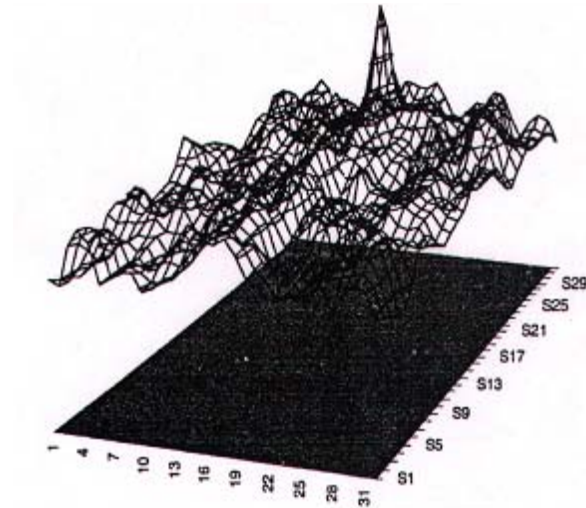


Fig. 5.20 Piano di cross-correlazione

La disposizione casuale dei traccianti all'interno delle finestre d'interrogazione e la presenza di particelle che non formano coppie corrispondenti nelle due immagini sono le cause principali della presenza di questi picchi secondari, che sono indicativi del livello di rumore.

Ovviamente, maggiore è il numero di particelle che formano coppie corrispondenti, maggiore sarà il rapporto segnale-rumore (*Signal to Noise ratio, S/N*), definito dal rapporto tra il valore del picco di correlazione ed il livello di rumore.

Il rapporto segnale-rumore è fortemente influenzato dalla relazione esistente tra il massimo spostamento rilevabile D e la dimensione della finestra W : esso, infatti, aumenta all'aumentare del rapporto D/W .

Questo aspetto è messo in risalto nella Fig. 5.21, dove le dimensioni della finestra sono state fissate a $32 \times 32 \text{ pixel}$, mentre per lo spostamento D sono stati considerati, rispettivamente, i valori di 4 (a), 8 (b) e 16 (c) *pixel*.

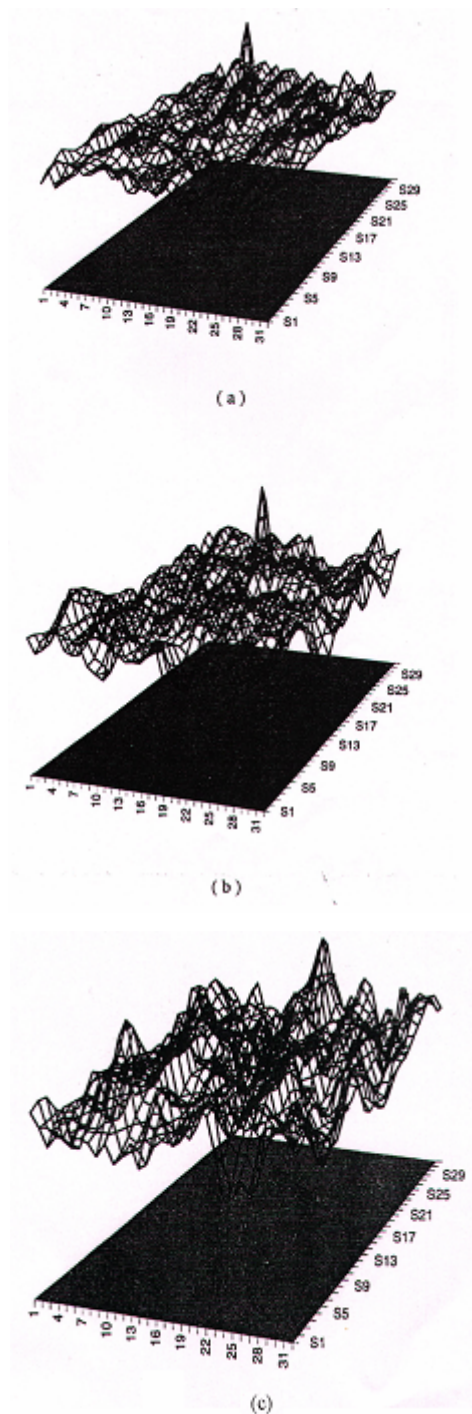


Fig. 5.21 Piani di correlazione per diversi valori del rapporto tra lo spostamento e la dimensione delle finestre d'interrogazione: a) $D/W=1/8$; b) $D/W=1/4$; c) $D/W=1/2$

Queste considerazioni, una volta fissata la dimensione della finestra d'interrogazione, costituiscono un vincolo insormontabile per il massimo spostamento misurabile. Il principale fattore che limita il rapporto D/W è il numero di particelle corrispondenti presenti nelle due finestre.

Nel caso in cui il rapporto segnale-rumore è relativamente alto, si può determinare la posizione del picco di correlazione con un'accuratezza dell'ordine di grandezza inferiore alla dimensione del *pixel*.

5.3.10 Limiti delle tecniche convenzionali

Nei paragrafi precedenti, sono stati evidenziati alcuni limiti delle tecniche d'analisi digitali fin qui considerate. Oggi la maggior parte degli studi sulla tecnica PIV è rivolta al miglioramento dei punti deboli che presentano gli algoritmi di processo delle immagini.

Quest'aspetto può esser chiarito con un esempio: poiché il massimo spostamento rilevabile " δ_{max} ", in accordo con il criterio di Keane e Adrian (1990), non può essere maggiore di $\frac{1}{4}$ della dimensione della finestra, utilizzando un sensore CCD (Charge Coupled Device) per rappresentare un campo di vista ampio 512×512 *pixel*, con un campo di velocità costituito da 32×32 vettori, si devono necessariamente scegliere finestre d'interrogazione con dimensioni pari a 16×16 *pixel*. Pertanto, il massimo spostamento rilevabile sarà pari a quattro *pixel*.

In tal caso, i risultati ottenuti mostrano un'incertezza finale sulla misura della velocità, dove questa presenta un valore massimo, del 1.6 %. Al diminuire della velocità, però, l'incertezza aumenta raggiungendo valori prossimi al 30 % in regioni molto estese.

Ovviamente, se il livello di accuratezza della misura non è soddisfacente, è possibile aumentare ulteriormente le dimensioni delle finestre, in modo da poter rilevare spostamenti più elevati; però questa scelta comporta un deterioramento della risoluzione. Quest'esempio mostra che la principale limitazione delle tecniche convenzionali è la stretta dipendenza tra l'accuratezza e la risoluzione spaziale. Ci si trova, allora, di fronte al problema di trovare il giusto compromesso per le dimensioni delle finestre d'interrogazione, in modo da massimizzare i due parametri anzidetti.

Un altro tipo di problema riscontrabile fissando posizione e dimensione delle finestre di correlazione è la possibilità di non ritrovare, nella seconda immagine, le particelle presenti nella corrispondente finestra d'interrogazione della prima immagine. La soluzione a questo inconveniente potrebbe essere quella di spostare la seconda finestra di correlazione in modo da seguire il movimento delle particelle. Effettuando la cross-correlazione tra le finestre posizionate in modo diverso, si ha infatti il grande vantaggio di massimizzare il rapporto segnale-rumore nella mappa di correlazione, indipendentemente dal rapporto tra lo spostamento e le dimensioni della finestra di interrogazione.

Un'ulteriore estensione del metodo è quella di prendere in considerazione una deformazione e rotazione delle finestre di interrogazione in accordo con la direzione del campo di moto. L'idea alla base di tale tecnica di elaborazione, denominata *Particle Image Distortion* (PID), è quella di massimizzare il fattore di correlazione in presenza di forti gradienti di velocità calcolando la deformazione delle finestre di interrogazione sulla base delle componenti di detto gradiente.

5.4 Caratterizzazione del sistema PIV utilizzato

In questo paragrafo verranno descritte le caratteristiche e le prestazioni degli elementi costituenti il sistema PIV utilizzato per le misure di campo di moto: laser, sistema di acquisizione delle immagini, particelle traccianti ed l'algoritmo di cross-correlazione su cui si basa il software utilizzato per il *processing* delle immagini PIV.

5.4.1 Laser

Per generare il fascio di luce sono stati utilizzati un laser a doppia cavità, ed un sistema di lenti che consente di ottenere un fascio a spessore variabile. Il sistema laser utilizzato comprende:

- due laser Nd-YAG modello GEMINI 200-15;
- una struttura meccanica che sostiene: a) una scatola contenente la strumentazione ottica per la ricombinazione del fascio luminoso e la generazione di una seconda armonica; b) un braccio, dotato al proprio interno di specchi, che consente lo spostamento del laser nel piano desiderato; una consolle mobile per il controllo dell'intervallo di tempo tra gli impulsi laser. Nelle Fig. 5.22 e 5.23 sono rappresentati gli schemi, meccanico ed ottico, del sistema laser.

Le caratteristiche del fascio laser sono:

- frequenza massima di impulso 15 Hz;
- lunghezza d'onda: $532nm$;
- durata dell'impulso: $3-5ns$ per impulso;
- contenuto energetico massimo: $>200mJ$ per impulso;
- polarizzazione: lineare verticale.

I raggi provenienti dai due laser Nd:YAG hanno una polarizzazione lineare orizzontale. Mediante una cella ottica, cosiddetta $\lambda/2$, la polarizzazione del fascio viene ruotata di 90° ed è possibile ricombinare i due fasci sullo stesso asse attraverso un sottile schermo polarizzatore.

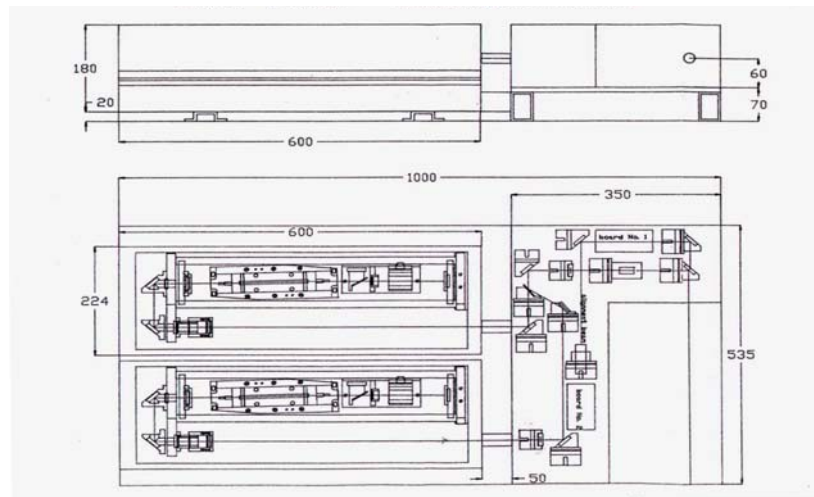


Fig. 5.22 Schema meccanico del sistema laser.

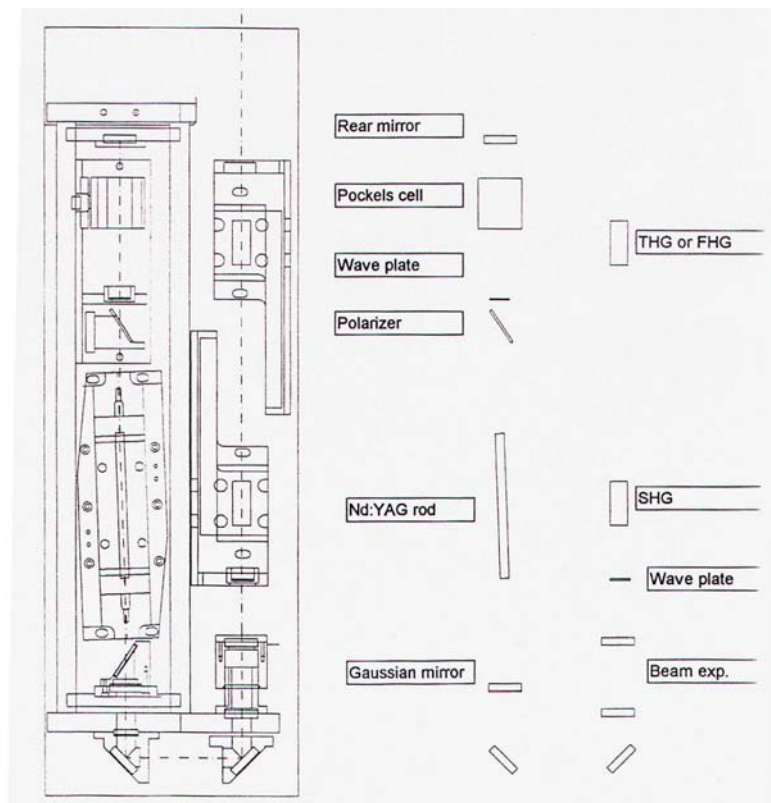


Fig. 5.23 Schema ottico del sistema laser.

5.4.2 Sistema di acquisizione delle immagini PIV

Per la realizzazione delle prove sperimentali è stata utilizzata la telecamera Kodak MegaPlus ES 1.0, le cui caratteristiche geometriche sono schematicamente riportate nelle Fig. 5.24 e 5.25.

Una scheda madre permette l'interfaccia con il calcolatore e, al tempo stesso, consente di ricevere segnali da un trigger esterno proveniente o dal generatore di segnali (acquisizione con canale fermo) o dal sensore di posizione del canale (acquisizione con canale in rotazione).

Il trigger esterno viene inviato, oltre che alla scheda madre che aziona l'acquisizione dell'immagine da parte della telecamera, anche ad un sincronizzatore che emette, secondo un ritardo opportunamente impostato Δt , due segnali che azionano i due laser.

La telecamera, grazie ad un software opportuno, è anche in grado di fornire, in tempo reale, le immagini del flusso in livelli di grigio; ciò consente ottimizzare la potenza del laser e la densità delle particelle traccianti; tale ottimizzazione risulta fondamentale per la realizzazione di misure corrette. Le caratteristiche del CCD, sono tali da garantire una risoluzione massima di $1008(H) \times 1018(V)$ con una dimensione fisica del *pixel* pari a $9\mu m \times 9\mu m$.

La telecamera è in grado di funzionare in diverse modalità garantendo così un'estrema flessibilità d'impiego. Nel caso in esame si è scelto di impiegare la modalità “*double exposure*” per la ripresa delle immagini del canale. Questa modalità consente di acquisire, ad una frequenza massima di $15Hz$, coppie d'immagini aventi le due esposizioni separate da $5\mu s$.

La telecamera è stata dotata di un obiettivo *Nikon* da 50 mm ($f = 50\text{ mm}$), con un intervallo di valori del $f_{\#}$ che va da 1.4 a 16. Per la realizzazione delle prove si è scelto un valore di 1.4 che rappresenta un ottimo compromesso tra una profondità di campo abbastanza ampia e un'apertura in grado di garantire una sufficiente illuminazione.

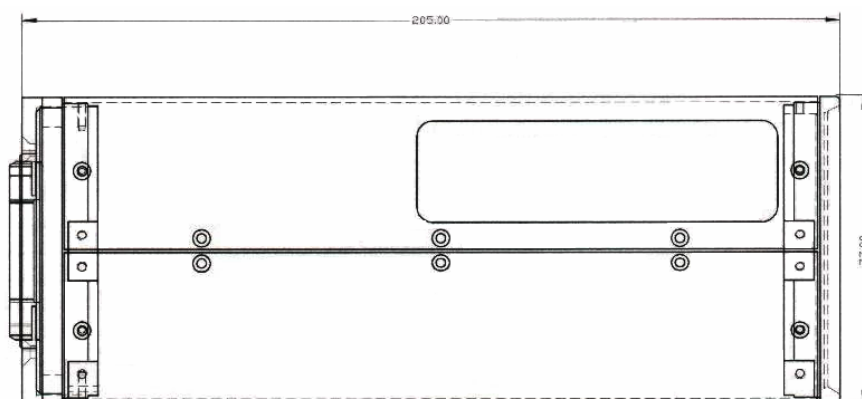


Fig. 5.24 Vista laterale della telecamera.

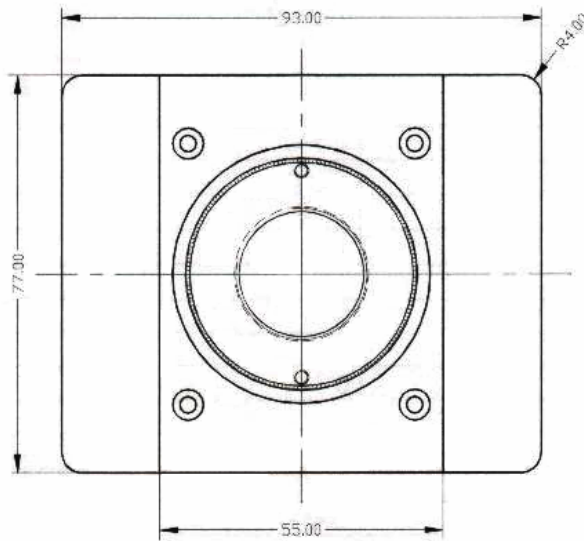


Fig. 5.25 Vista frontale della telecamera.

5.4.3 Particelle traccianti

Sono state utilizzate particelle fluorescenti rodiaminate costituite da materiale polimerico, aventi forma sferica con diametro variabile tra i 1 e $20\mu m$. Queste particelle, quando stimulate dalla luce laser ($\lambda=532nm$), emettono luce ad una lunghezza differente ($\lambda=570nm$); pertanto posizionando, sull'obiettivo della telecamera, un filtro selettivo a tale lunghezza d'onda è stato possibile ridurre in modo drastico le riflessioni indesiderate.

5.4.4 Algoritmo di cross-correlazione

Senza entrare negli aspetti specifici del codice di calcolo, l'algoritmo utilizzato per l'elaborazione delle immagini PIV si basa su un processo iterativo di deformazione delle finestre di interrogazione che si sviluppa seguendo cinque step principali (Astarita e Cardone (2005)):

1. Le immagini PIV sono analizzate con un metodo di interrogazione classico basato sulla cross-correlazione e con finestre di interrogazione abbastanza grandi. I risultati dell'interrogazione sono sottoposti a verifica in maniera tale da non includere vettori spuri nei passi successivi. Si ottiene così un campo degli spostamenti *indicativo*.
2. Il campo degli spostamenti così calcolato viene interpolato su ogni pixel dell'immagine utilizzando uno schema di interpolazione bilineare. Le due immagini vengono così deformate simultaneamente e simmetricamente calcolando solo

metà dello spostamento misurato in precedenza. In questo modo è possibile avere un'accuratezza del secondo ordine nella stima della velocità.

3. Viene avviato un processo di rifinitura della valutazione del campo degli spostamenti con una cross-correlazione su finestre di interrogazione più piccole di quelle usate nel primo step, in genere le dimensioni vengono dimezzate. Nelle iterazioni finali può essere usato un *overlapping* (parziale sovrapposizione) delle finestre di interrogazione.
4. Usando il metodo di cross-correlazione sull'immagine deformata viene calcolato un campo degli spostamenti *correttivo* (\mathbf{r}_c).
5. Per valutare l'effettivo campo degli spostamenti (\mathbf{r}) si procede alla somma di quello *correttivo* (\mathbf{r}_c) e di quello *indicativo* (\mathbf{r}_w), calcolato al primo step, mediato su tutta la finestra di interrogazione:

$$\mathbf{r}^k = \mathbf{r}_w^{k-1} + \mathbf{r}_c^k$$

dove gli apici indicano il contatore delle iterazioni. La distribuzione di velocità ottenuta viene fornita in uscita dall'algoritmo, oppure è utilizzata come dato di ingresso allo step 2 per una successiva iterazione. Il processo iterativo viene ripetuto finché non è soddisfatto un criterio di convergenza.

Gli *steps* da due a cinque vengono ripetuti un numero prescritto di volte: in genere sono necessarie tre iterazioni per raggiungere la dimensione finale delle finestre di interrogazione e due interazioni con *overlapping* per raggiungere la convergenza.

Le immagini PIV acquisite, prima di essere processate con l'algoritmo sopra descritto, vengono elaborate al fine di ottenere un'immagine rappresentativa del rumore. Questa immagine si genera andando ad attribuire ad ogni pixel il minimo dei valori di intensità luminosa misurati, nello stesso pixel, sul campione di immagini PIV acquisito. L'immagine del rumore così ottenuta viene sottratta a ciascuna immagine costituente il campione originale prima dell'elaborazione con l'algoritmo di cross-correlazione. L'operazione di restauro appena descritta ha permesso di ottenere considerevoli miglioramenti nella definizione qualitativa e quantitativa del campo di moto.

6 APPARATO SPERIMENTALE

Lo scopo del presente lavoro è quello di analizzare, sia dal punto di vista sperimentale che teorico, lo scambio termico e l'evoluzione del moto in un canale ad "U" rotante ed in presenza di una parete riscaldata. Il fluido utilizzato per la sperimentazione è acqua.

L'apparato sperimentale costituisce pertanto il sistema che ha consentito l'analisi accurata dell'evoluzione termica e fluidodinamica del fluido in esame ed il confronto dei risultati con gli studi esistenti in tale campo. Esso è stato progettato e realizzato in maniera tale da consentire sia l'analisi termografica, sia l'analisi del campo di moto attraverso la tecnica della PIV. L'apparecchiatura è quindi flessibile, capace cioè di conciliare le diverse esigenze di sperimentazione, in termini di condizioni di moto da ottenere, offrendo la possibilità di essere allestita senza sostanziali modifiche ed in breve tempo per l'una o per l'altra tipologia di analisi. Inoltre, è facilmente ispezionabile, consente un controllo relativamente rapido sui vari componenti e offre la possibilità di poter inserire all'interno del canale, eventuali promotori di turbolenza di diversa lunghezza d'onda, per effettuare test con i disturbi desiderati.

Nella Fig. 6.1 è riportato il complessivo dell'apparato sperimentale con alcune strumentazioni utilizzate durante le prove sperimentali. Dal disegno è facile comprendere il percorso del fluido (evidenziato dalle frecce verdi): esso esce dalla vasca e attraversa la pompa; a valle del bypass della pompa, passa attraverso un misuratore di portata, quindi risale il tubo centrale per poi arrivare nel canale di prova, da cui viene scaricato nuovamente nella vasca. Tra la bocca di uscita della vasca e l'aspirazione della pompa è presente una deviazione che porta ad uno scambiatore di calore con relativa pompa di ricircolo. Il canale, in plexiglas, è montato su un supporto di alluminio. Questo, a sua volta, è montato su un piatto rotante solidale alla ralla mobile di un cuscinetto a sfere. La ralla fissa del cuscinetto è invece bloccata a quattro piedi posti simmetricamente, che reggono tutto il peso della struttura. Sui piedi è posta anche la vasca di raccoglimento dell'acqua, che presenta una capacità di 500 litri.

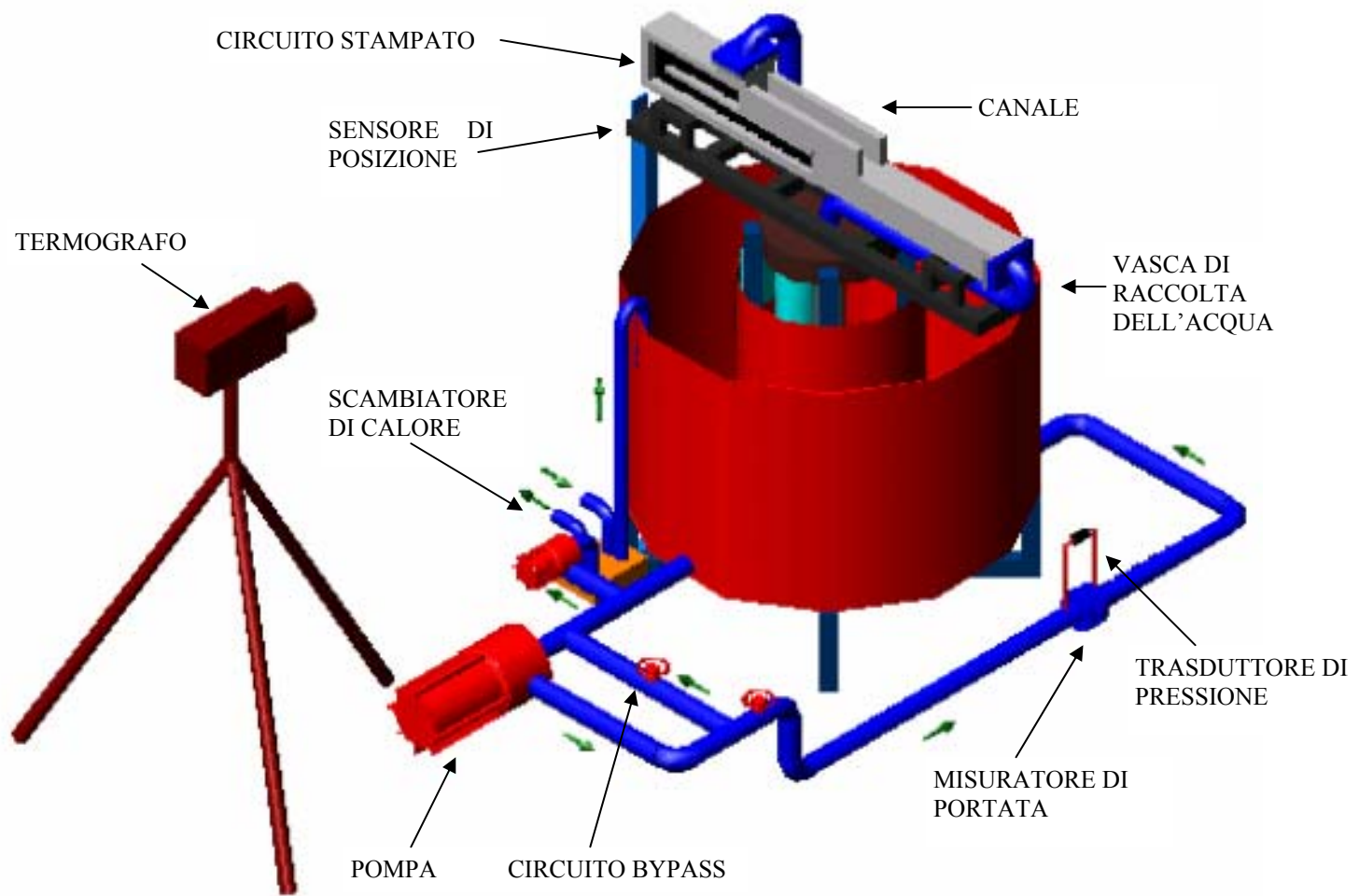


Fig. 6.1 Complessivo dell'apparato sperimentale

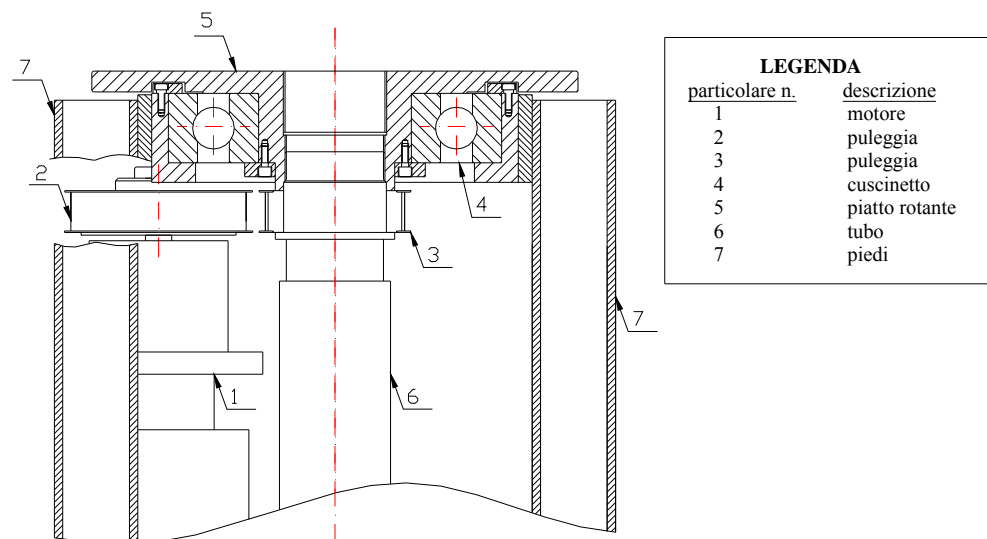


Fig. 6.2 Particolare del complessivo che mostra la disposizione degli organi di trasmissione del moto.

Il moto di rotazione del canale è reso possibile da un motore asincrono, fissato a due dei quattro piedi anzidetti, sul cui albero è montata una puleggia (

Fig. 6.2). Questa è legata, mediante una cinghia dentata, ad un'altra puleggia, montata sull'albero su cui sono montati il cuscinetto ed il piatto rotante. Sullo stesso albero, è montato un tubo con anima d'acciaio, che porta il fluido al canale. La base del tubo è invece montata su un pezzo cilindrico, rotante insieme al tubo, inserito in un pezzo solidale ai piedi della struttura (Fig. 6.3). Il moto relativo tra questi ultimi è reso possibile dalla presenza di una coppia di o-ring. Infine utilizzando un inverter per alimentare il motore asincrono è stato possibile variare in modo continuo la velocità di rotazione del canale.

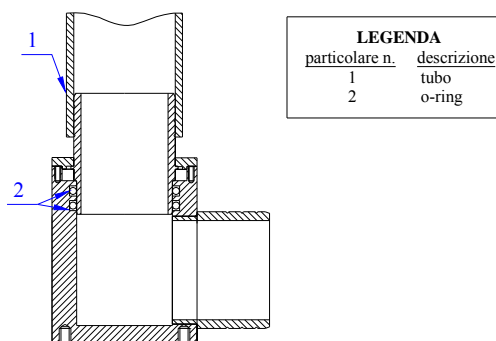


Fig. 6.3 Particolare del complessivo che mostra la disposizione degli organi che permettono il moto relativo tra tubo e base della struttura.

Tutti i componenti che sono a contatto con l'acqua, sono stati realizzati in acciaio inox., mentre tutti gli elementi costituenti il *piping* dell'impianto sono in PVC – U.

Nella Tab. 6.1 è riportato un elenco degli elementi fondamentali del complessivo e delle strumentazioni utilizzate, con una breve spiegazione di ognuno di essi. Nei prossimi paragrafi verrà fatta una descrizione più dettagliata dei componenti principali ad eccezione dei sistemi di acquisizione di immagini termografiche e PIV i quali sono stati descritti, rispettivamente nei capitoli 4 e 5.

<i>Denominazione</i>	<i>Caratteristiche generali</i>
Canale	Complessivo di vari elementi realizzati in plexiglas, sede dello sviluppo fluidodinamico.
Circuito stampato	Formato da una matrice di fibre di vetro su cui è presente una greca di rame, costituisce una parete nella sezione di prova del canale. Quando viene alimentato, esso fornisce un flusso termico costante e pressoché uniforme al fluido evolvente nel canale.
Generatore di corrente continua	Fornisce al circuito stampato la potenza elettrica necessaria alle misure di scambio termico
Serbatoio di raccolta	Costituito in lamiera di acciaio inox dello spessore di 1,5 mm, raccoglie l'acqua in uscita dal canale e da esso viene prelevata l'acqua che viene mandata alla pompa.
Termografo	Strumento che permette di effettuare una misura bidimensionale della temperatura di un corpo.
Telecamera	Strumento per la registrazione delle immagini PIV, le caratteristiche del CCD sono tali da garantire una risoluzione massima di 1008(H) × 1018(V)
Laser	Due laser Nd-YAG modello GEMINI 200-15 generano i fasci di luce che illuminano le particelle
Sensore di posizione	Sincronizza il passaggio del canale con l'acquisizione delle immagini sia termografiche che PIV.
Scambiatore di calore	Mantiene costante la temperatura all'interno del serbatoio di raccolta.
Pompa	Fornisce la prevalenza necessaria per far convogliare l'acqua nel canale con i valori di Re desiderati.
Motore asincrono e inverter	Consentono la rotazione del canale a diverse velocità.
Circuito di by-pass	Permette di regolare la pompa.
Misuratore di portata	Consente di misurare la portata.

Tab. 6.1 Elementi dell'apparato sperimentale.

6.1 Il canale

Il canale è stato realizzato in plexiglas. La scelta di tale materiale deriva dal fatto che le sue caratteristiche fisiche sono rispondenti sia alle esigenze teoriche del modello di scambio termico da studiare, sia a quelle tecnologiche di realizzazione pratica, ed è stata fatta solo a valle di una serie di prove, in cui si è utilizzata la tecnica PIV per visualizzare il fluido contenuto all'interno di una vaschetta di plexiglas realizzata ad hoc.

CARATTERISTICA	VALORE
Densità ρ	$1,19\text{g/cm}^3$
Resistenza a trazione σ_M a $23\text{ }^\circ\text{C}$	80Mpa
Resistenza a flessione σ_{bB} provino unificato (80x10x4mm)	115MPa
Resistenza a compressione σ_{dF}	110Mpa
Indice di trasmissione ottica τ_{D65}	$\sim 92\%$
Perdita di riflessione nel campo visibile	4%
Assorbimento nel campo visibile	$< 0,05\%$
Indice di rifrazione n_D^{20}	$1,491$
Coefficiente di dilatazione lineare α da 0 a $50\text{ }^\circ\text{C}$	$0,07\text{mm/m}^\circ\text{C}$
Conducibilità termica k	$0,19\text{W/(mK)}$
Calore specifico c	$1,47\text{J/(gK)}$
Massima temperatura d'uso continuato	$80\text{ }^\circ\text{C}$
Assorbimento d'acqua (24h, $23\text{ }^\circ\text{C}$) dallo stato asciutto; provino 60x60x2mm	41mg
Max aumento di peso dopo immersione in acqua	$2,1\%$
Resistenza elettrica superficiale	$R_{sup} = 5 \cdot 10^{13} \Omega$
Resistenza elettrica	$\rho_{el} > 10^{15} \Omega \cdot \text{cm}$

Tab. 6.2 Caratteristiche del plexiglas GS 233.

Esistono due classi di plexiglas: il plexiglas estruso (PLEXIGLAS® XT) e quello colato (PLEXIGLAS® GS). Per la nostra applicazione si è ritenuto che fosse più adatto il plexiglas colato, in quanto presenta una migliore qualità della superficie. Tra le varie gamme di plexiglas colato disponibili, si è scelta la qualità standard (PLEXIGLAS® GS 233). Nella Tab. 6.2

sono riportate le caratteristiche fisiche del plexiglas scelto, di maggiore interesse per il nostro utilizzo.

Dalla tabella si deduce che il materiale scelto è dotato di buona resistenza meccanica, sebbene non debba sopportare carichi eccessivi, è isolante termicamente (sono da evitare assolutamente gli scambi termici con l'esterno, fatta eccezione naturalmente per la sezione di prova), ed alle temperature di prova non subisce alterazioni chimiche o geometriche. Grande importanza rivestono le caratteristiche di isolamento elettrico, non solo in termini di sicurezza. Il circuito stampato, posto a contatto con il canale, è infatti alimentato da un generatore elettrico; l'isolamento assicura che la corrente misurata sia assorbita solo dal circuito e che l'acqua all'interno del condotto non subisca fenomeni elettrolitici. Inoltre, l'aumento di peso dovuto all'assorbimento di acqua è trascurabile ed il materiale, per come è stato lavorato, presenta un valore della rugosità superficiale trascurabile, che consente di utilizzare il modello di *tubo liscio*. Infine, il plexiglas è lavorabile senza eccessive difficoltà con macchine utensili convenzionali, ed è trasparente, consentendo di effettuare analisi visive.

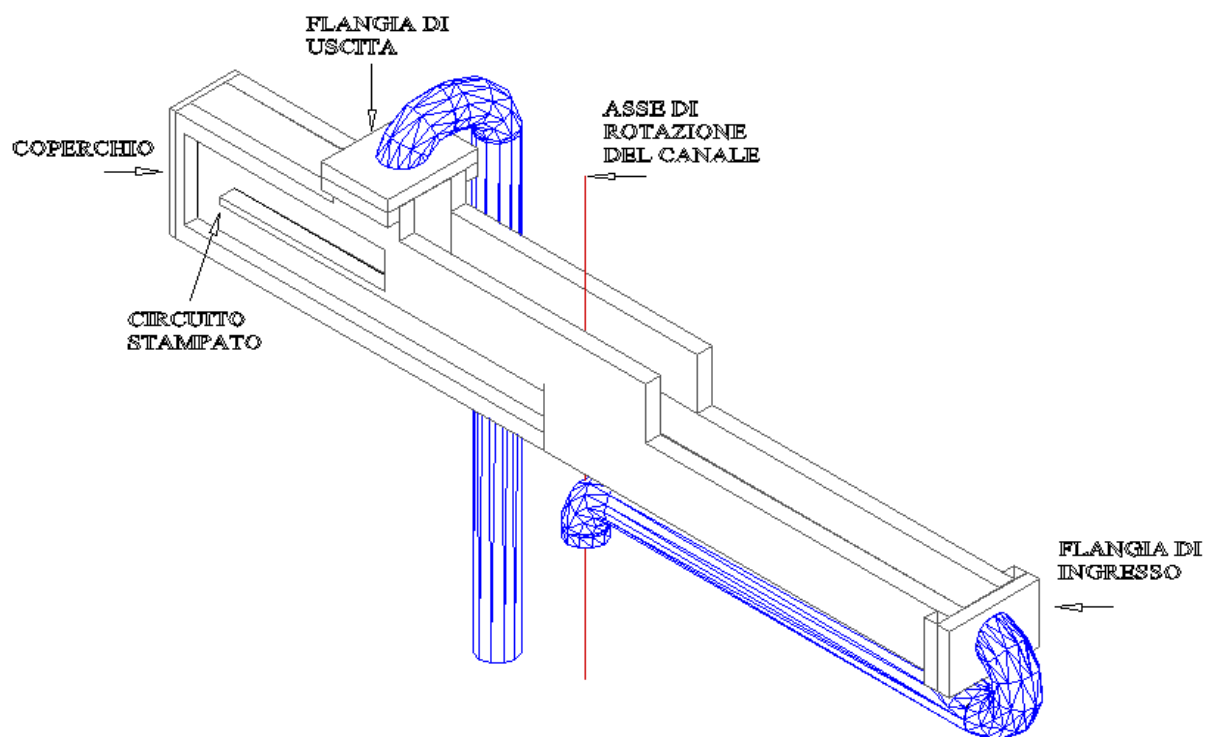


Fig. 6.4 Complessivo del canale.

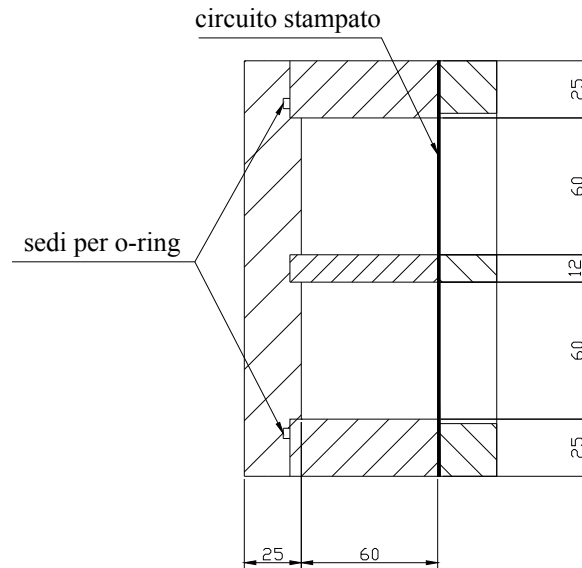


Fig. 6.5 Sezione retta del canale nella sezione di prova.

Nella Fig. 6.4 è riportato il complessivo del canale, comprensivo dei raccordi di imbocco e di sbocco del canale realizzati in PVC – U; la lunghezza del canale d’ingresso, a monte della regione d’inversione è di 1200mm . Nella Fig. 6.5 è invece rappresentata la sezione retta del canale nella regione di prova. Tale sezione è quadrata e presenta il diametro idraulico di 60mm , coincidente con il lato del quadrato secondo la relazione:

$$D = \frac{4 \cdot A_s}{P_s}$$

La scelta del diametro idraulico è stata fatta a valle di considerazioni sulle condizioni di moto realizzabili, alla luce dei limiti imposti dallo sviluppo fluidodinamico e termico del moto, e dalla frequenza di acquisizione della termocamera.

La Fig. 6.5 mostra le due pareti laterali del canale e le tre pareti orizzontali, che dividono il canale in due condotti. Le due pareti laterali e le pareti orizzontali superiore ed inferiore hanno uno spessore di 25mm , mentre la parete orizzontale centrale ha uno spessore di 12mm , dettato dal rapporto $\beta^* = 5$ (dove β^* indica il rapporto fra il diametro idraulico del canale e lo spessore del setto di separazione). Tra la parete laterale destra e le pareti orizzontali è interposto il circuito stampato; in corrispondenza delle piste di rame del circuito stampato, la parete verticale di plexiglas presenta una finestra. Il circuito stampato è presente solo nella zona di prova del canale, ed ha una lunghezza di 600mm a monte dell’inversione ad U e di 300mm a valle di essa. Nella parte restante della lunghezza del canale è presente un foglio di uguale spessore del circuito, messo allo scopo di evitare la presenza di uno scalino, che avrebbe

comportato una cattiva chiusura del canale. Le pareti laterali sono fissate alle pareti orizzontali in maniera simmetrica. Entrambe, infatti, sono fissate alla parete inferiore mediante 7 prigionieri M8, alla parete superiore tramite 6 prigionieri M8, ed alla parete centrale con 6 prigionieri M5. Il collegamento tra la parete verticale sinistra e quelle orizzontali è reso flessibile dalla presenza di un o-ring con diametro nominale $d = 3,53mm$. Inoltre, la Fig. 6.5 mostra sulla parete laterale sinistra, la presenza di un incavo che ospita le pareti orizzontali. Esso ha lo scopo di facilitare la chiusura del canale. Il collegamento tra la parete verticale destra e le pareti orizzontali è invece fisso, anche se non irreversibile.

Nella Fig. 6.6 è riportata la vista frontale e la sezione del coperchio, situato all'estremità del canale, nella regione di prova. Esso presenta un gradino laterale, necessario affinché i prigionieri M8, che fissano il coperchio alla parte restante del canale, non invadano le finestre di accesso ottico. Nella stessa figura si individua facilmente la sede dell'o-ring, che percorre tutto il perimetro del coperchio. Esso ha un diametro nominale di $3.53mm$, mentre la sede ha le dimensioni nominali di $2.9mm$ nella direzione in cui l'o-ring viene compresso, e di $4.5mm$ nella direzione ortogonale. La presenza dell'o-ring garantisce la perfetta chiusura del canale. Il coperchio insieme alle pareti del canale nella sezione di prova (ad eccezione di quella formata dal circuito stampato) costituiscono tutte possibili finestre di accesso ottico per la tecnica della PIV.

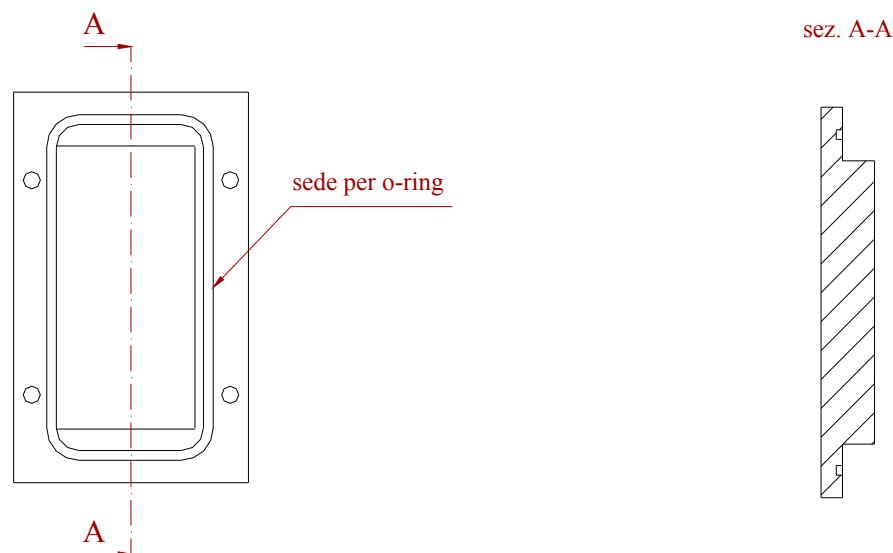


Fig. 6.6 Vista frontale e sezione del coperchio del canale.

6.2 Il circuito stampato

Il circuito stampato è costituito da una matrice di fibre di vetro dello spessore di $0.5mm$, che gli conferisce resistenza meccanica (Tab. 6.3), su cui sono praticate delle piste di rame di altezza pari a $5\mu m$. Per la protezione delle piste di rame, su di esse viene applicata una sottile pellicola protettiva (solder). Tale pellicola è presente su tutta la superficie del circuito stampato ad eccezione di alcuni punti, che servono per collegare il circuito stesso ad un generatore di tensione. Nella Fig. 6.7 i suddetti punti sono colorati di grigio e sono in una posizione tale che, quando il circuito è montato al canale, fuoriescano dal canale stesso.

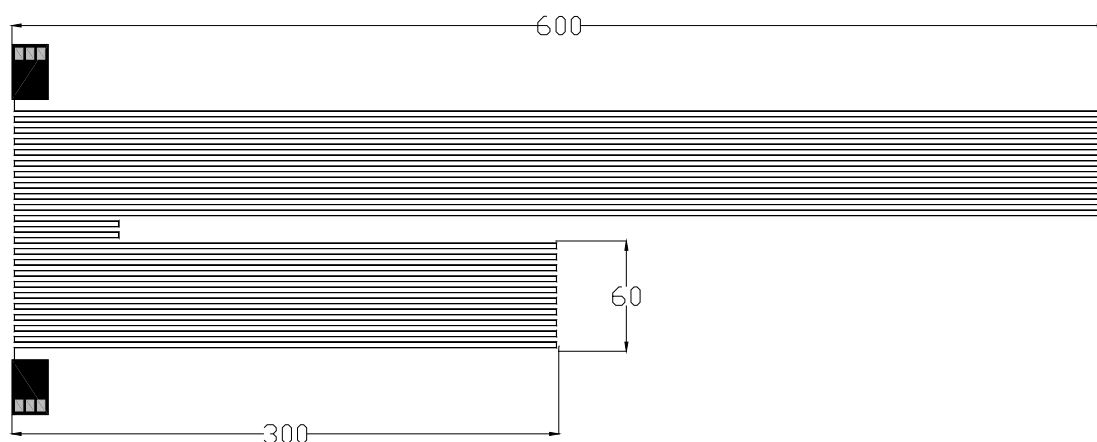


Fig. 6.7 Schema del circuito stampato.

Modulo elastico E	$70GPa$
Coefficiente di dilatazione termica α	$5.0 * 10^{-6} \text{ } ^\circ C^{-1}$
Conducibilità termica k	$1.04 \text{ } W/(mK)$
Resistenza a trazione σ	1700 Mpa

Tab. 6.3 Caratteristiche delle fibre di vetro.

La larghezza delle piste di rame è pari a 0.110 pollici, ovvero a $2.794mm$, mentre lo spazio che intercorre tra una pista e la successiva è pari a $0.206mm$; ne consegue che il rapporto tra la larghezza delle piste e la larghezza totale γ^* risulta essere pari a 0,931. Di conseguenza, il passo (dell'insieme pista – spazio interposto) è di $3mm$, il che comporta la presenza di 20 piste in entrambi i lati lunghi del circuito, e 4 piste nella zona corrispondente all'inversione ad U. La lunghezza delle piste è di $600mm$ nella parte a monte dell'inversione ad U e di $300mm$

nella parte a valle. Ovviamente, nella zona di inversione ad U del canale, la lunghezza delle piste è pari al diametro idraulico, ovvero pari a $60mm$. Dal valore di resistività del rame misurato ($2.50 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$) e dalla lunghezza totale delle piste ($18.24m$) si deduce che il circuito ha una resistenza totale nominale di 32.6Ω .

Come già accennato, il circuito è alimentato da un generatore di tensione. Il collegamento tra il circuito, che ruota insieme al canale, ed il generatore, che è fermo, è reso possibile dall'interposizione di un contatto elettrico rotante al mercurio. Tale contatto è posto sull'asse di rotazione del canale ed è formato da due parti aventi la facoltà di ruotare l'una rispetto all'altra. Entrambe le parti presentano due pin per la connessione della coppia di fili che trasporta la tensione. Al fine di ottenere una misura della tensione e della corrente, con un grado di precisione maggiore di quello fornito dal generatore di tensione, si è ricorso all'introduzione di un voltmetro, in parallelo al circuito stampato, e di un amperometro in serie. Di fatto, è stato utilizzato un multimetro, avente la capacità di misurare entrambe le grandezze. La configurazione che ne risulta è riportata schematicamente nella Fig. 6.8.

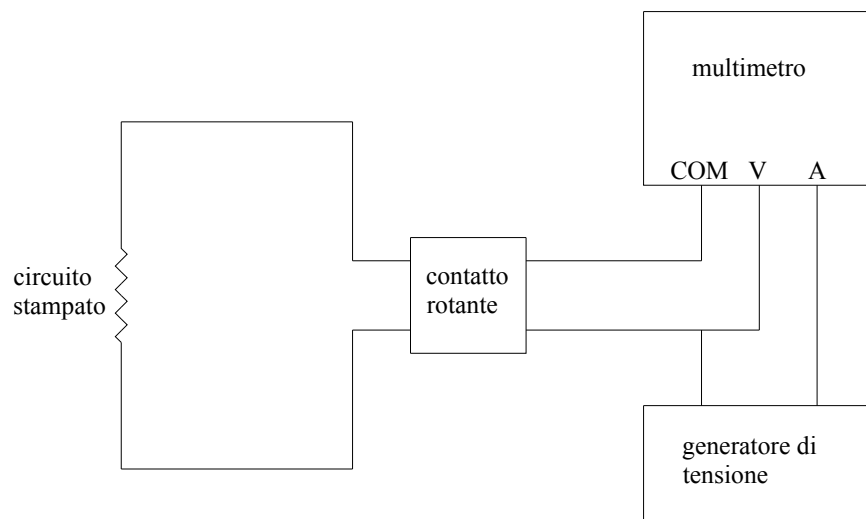


Fig. 6.8 Schema del sistema di alimentazione del circuito stampato, con relativo multimetro che ne misura il voltaggio e l'amperaggio.

6.3 La pompa

La scelta della pompa è stata fatta tenendo conto dei regimi di moto richiesti. La possibilità di variare il numero di Reynolds tra 8000 e 60000 comporta un range di velocità nel canale di prova compreso tra $0,13$ e $1,0m/s$. In termini di portata, questi valori si traducono in

un minimo di $3,46\text{m}^3/\text{h}$ e in un massimo di $13,0\text{m}^3/\text{h}$, che la pompa deve fornire con la necessaria prevalenza. La regolazione della portata avviene secondo due diversi dispositivi:

- by-pass,
- laminazione.

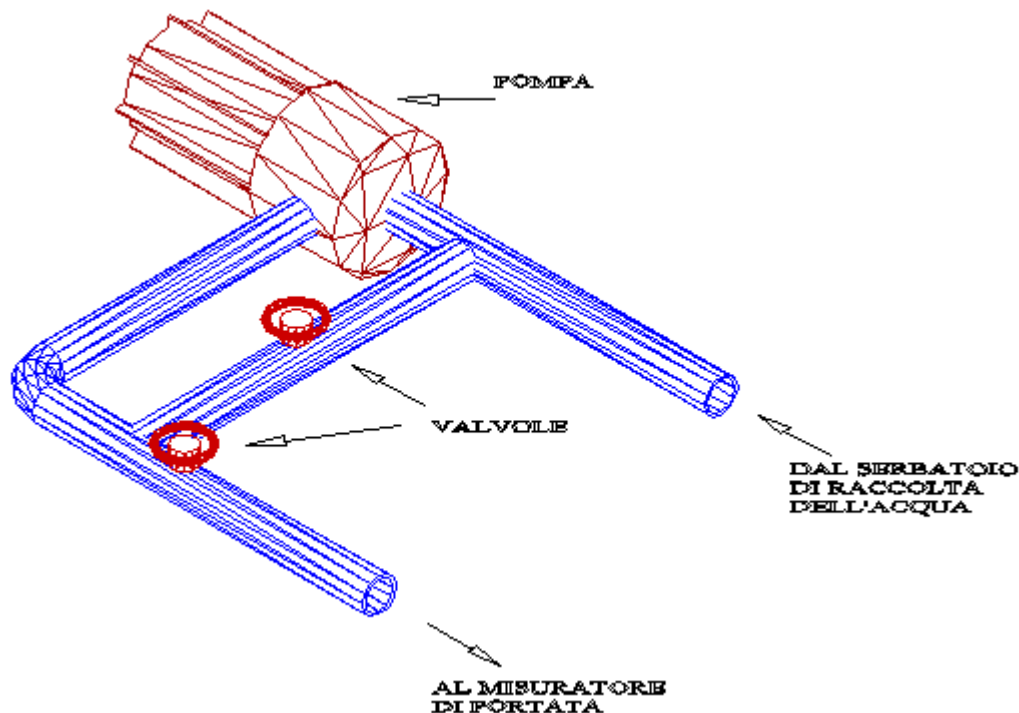


Fig. 6.9 Sistema di bypass della pompa.

Attraverso il sistema di by-pass della pompa (Fig. 6.9), si effettua il ricircolo di una parte della portata che evolve nella pompa, in modo da poter ottenere il regime desiderato. Questo sistema consente la variazione del punto di funzionamento della pompa e di restituire parte del fluido direttamente a monte della pompa. La presenza di una valvola di laminazione posta a valle della pompa induce perdite di carico aggiuntive all'interno del circuito, e consente una regolazione molto fine della portata. L'esigenza di impiegare simultaneamente entrambi i metodi di regolazione deriva dalla necessità di avere un sistema di regolazione che sia ad ampio spettro e ad elevata sensibilità.

Tutti gli elementi costituenti il *piping* dell'impianto sono in PVC secondo le norme ISO-DIN. La scelta del PVC deriva dalla facilità di assemblaggio dei vari componenti (incollaggio), dai costi contenuti, e dalla opportunità di avere condotti con bassa scabrezza superficiale e chimicamente inerti alle temperature di esercizio.

La pompa utilizzata è una Lowara CO 350/15. E' una pompa centrifuga monoblocco, monogirante ad aspirazione assiale e mandata radiale. Il motore e la pompa sono accoppiati

tramite lanterna con girante calettata direttamente sull' albero del motore. La girante è aperta ed in acciaio inox AISI 316L e presenta quattro pale stampate a freddo e saldate sul disco di base. Il motore è asincrono, è chiuso con ventilazione esterna e cassa alettata in lega di alluminio. Nella Tab. 6.4 sono riportate le caratteristiche del motore e nella Tab. 6.5 quelle della pompa.

Caratteristica	Valore
Grado di protezione	IP55
Isolamento	Classe F
T max ambiente	40 °C

Tab. 6.4 Caratteristiche del motore della pompa.

Caratteristica	Valore
Potenza nominale	1.5kW
Portata massima	30m ³ /h
Prevalenza massima	20.3m
Potenza assorbita	1.98kW
Temperature del liquido pompato	Da -10 °C a 110 °C
Massimo passaggio di solidi in sospensione	11mm

Tab. 6.5 Caratteristiche della pompa.

6.4 Il misuratore di portata

Il tipo di misuratore di portata utilizzato rientra nella categoria dei misuratori con organi di strozzamento ad area fissa. Tali misuratori si basano sulla legge di Bernoulli relativa all'efflusso di fluidi in tubi di flusso a sezione variabile. I dispositivi di strozzamento per tubazioni circolari sono normalizzati dalle norme CNR-UNI 10023 e ISO 5167. Queste normative forniscono gli elementi per misurare la portata di una condotta in pressione a sezione circolare, mediante l'inserimento di un dispositivo di strozzamento nella condotta stessa. La misura avviene rilevando la caduta di pressione che si verifica in seno al fluido, in corrispondenza del suo passaggio attraverso il dispositivo di strozzamento. Le misure riguardano fluidi in regime permanente, inoltre è prescritto che il fluido debba riempire tutta la sezione del dispositivo. La formula per il calcolo della portata di misura Q_m è la seguente:

$$Q_m = \alpha \cdot \varepsilon \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d^2 \cdot \sqrt{2 \cdot \rho \cdot \Delta p}$$

dove:

α = Coefficiente di portata;

ε = Coefficiente di comprimibilità del fluido;

d = Diametro dello strozzamento

ρ = Densità di massa del fluido

Δp = Pressione differenziale tra monte e valle del dispositivo di misura.

Le normative predette forniscono sia i coefficienti α e ε , sia i limiti applicativi relativi al diametro della tubazione D ed al rapporto dei diametri $\beta = d/D$.

Il numero di Reynolds della corrente fluida è legata alla portata misurata dalla relazione:

$$Re = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{Q_m}{D \cdot \rho \cdot \nu} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{Q_m}{D \cdot \mu}$$

dove:

ν = viscosità cinematica del fluido;

μ = viscosità dinamica del fluido.

Il misuratore di portata è stato collocato sul circuito di mandata, nel quale si può supporre, con ottima approssimazione, che la portata e la temperatura del fluido siano uniformi. Il condotto di misura è stato realizzato mediante un tubo in PVC: tale materiale assicura bassa scabrezza (limitando così gli errori) e sufficiente isolamento termico con costi contenuti. Le caratteristiche del tubo sono riportate nella Tab. 6.6.

Diametro esterno: <i>63mm</i>
Spessore: <i>5mm</i>
Pressione nominale: <i>10bar</i>
Materiale: <i>PVC-C</i>

Tab. 6.6 Caratteristiche del tubo in PVC.

Il parametro più importante per dimensionare il misuratore di portata è la geometria del diaframma, ed in particolare il *diametro di strozzamento* d . Nella Tab. 6.7 sono riportate le condizioni che devono soddisfare le dimensioni del diaframma. I parametri sono riferiti alla Fig. 6.10.

$0.2 D < d < 0.8 D$
$d \leq 12.5mm$
$0.005 D < s' < 0.02 D$
$s' < s < 0.05 D$
$30^\circ \leq \omega \leq 45^\circ$
Per $D < 100$ possono essere impiegati spessori fino a $5mm$

Tab. 6.7 Specifiche geometriche del diaframma.

La scelta del valore d è stata fatta tenendo conto del campo di misura del sensore. Tutti i valori attesi di portata, velocità e differenza di pressione sono stati calcolati e tabellati in corrispondenza di ogni temperatura di funzionamento. Questi dati hanno permesso, in sede di sperimentazione, di conoscere il numero di Reynolds dalla lettura della caduta di pressione e della temperatura, consentendo la determinazione di tutte le caratteristiche del fluido nei regimi di moto analizzati. Nel pieno rispetto delle condizioni imposte alle dimensioni del diaframma dalle normative, è stata utilizzata una piastra di alluminio con i seguenti valori degli spessori s e s' :

$$s = 2.5mm;$$

$$s' = 1.0mm;$$

Le prese di pressione sono state posizionate nella configurazione rappresentata nella Fig. 6.11.

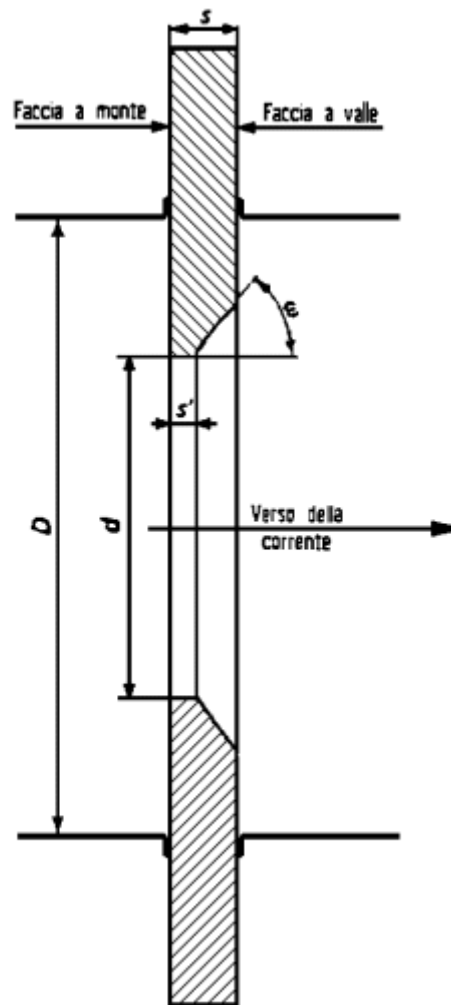


Fig. 6.10 Diaframma.

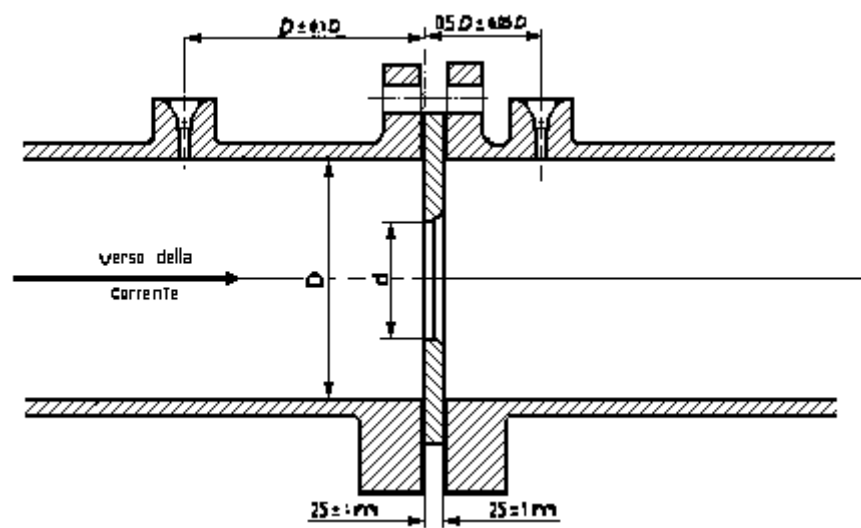


Fig. 6.11 Disposizione delle prese di pressione a D e $D/2$.

Per effettuare la lettura delle prese di pressione al regime di Re imposto si è seguita la seguente procedura:

- fissato il valore di Re nel canale, si è calcolato, per ogni temperatura, il valore della corrispondente velocità e della portata volumetrica;
- dal valore di Re nel canale si è ricavato il valore di Re nel tubo, utilizzando la relazione:

$$Re_t = \frac{V_t}{V_c} \frac{D_t}{D_c} Re_c = \left(\frac{4D_c^2}{\pi D_t^2} \right) \frac{D_t}{D_c} Re_c = \frac{4}{\pi} \frac{D_c}{D_t} Re_c = 1.44 Re_c$$

in cui i pedici c e t si riferiscono rispettivamente al canale di prova ed al tubo costituente il misuratore di portata.

- noti i valori di Re nel tubo, si è calcolato il coefficiente di scarico C dato dalla relazione:

$$C = 0.5959 + 0.0312 \cdot \beta^{2.1} - 0.184 \cdot \beta^8 + 0.0029 \cdot \beta^{2.5} \cdot \left(\frac{10^6}{Re} \right)^{0.75}$$

fornita dalle anzidette normative. Il fattore di comprimibilità β è considerato unitario.

- si è calcolato, quindi, il valore di α pari a:

$$\alpha = \frac{C}{\sqrt{1 - \beta^4}}$$

Pertanto, il valore di lettura atteso è dato dalla relazione:

$$\Delta p = \left(4 \cdot \frac{Q_v}{\alpha \cdot \pi \cdot d^2} \right)^2 \frac{\rho}{2}$$

Per misurare la caduta di pressione è stato utilizzato un trasduttore di pressione piezoelettrico, con valore nominale di lettura di 175mbar e un errore a fondo scala dell'1% (Fig. 6.12). Nella Fig. 6.13 è riportato lo schema di funzionamento del dispositivo.

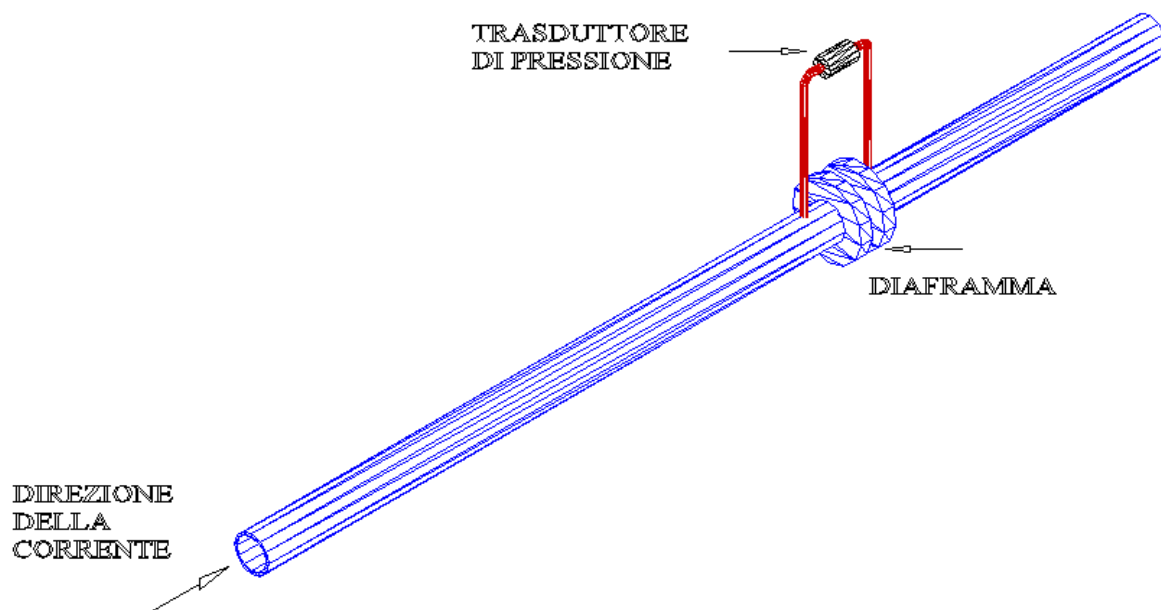


Fig. 6.12 Misuratore di portata e trasduttore di pressione.

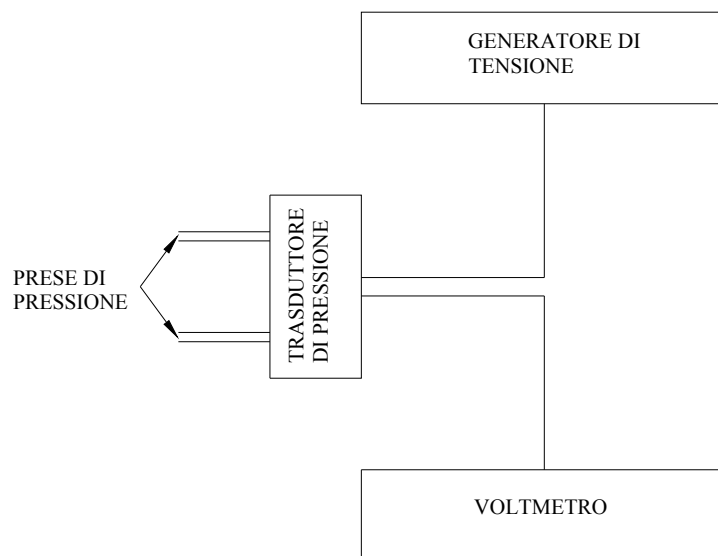


Fig. 6.13 Schema di funzionamento del trasduttore di pressione.

Come mostrato in figura, il trasduttore viene alimentato con una tensione di $20V$ da un opportuno generatore di tensione, e restituisce un voltaggio letto da un voltmetro. Tale voltaggio è legato alla differenza di pressione dalla relazione:

$$\Delta p = 100 \cdot (V - V_0) \cdot \frac{P_{\max}}{5}$$

dove:

Δp = caduta di pressione misurata in Pa

V = voltaggio misurato dal voltmetro in corrispondenza di Δp

V_0 = voltaggio misurato dal voltmetro in corrispondenza di $\Delta p = 0$

P_{max} = valore nominale di lettura del trasduttore, pari a $175mbar$

Il trasduttore di pressione utilizzato permette di misurare Re che possono arrivare ad un valore massimo di 26000; tale valore è molto sensibile alla temperatura dell'acqua

6.5 Lo scambiatore di calore

Allo scopo di mantenere costante la temperatura dell'acqua, uno scambiatore di calore a piastre saldobrasate è stato introdotto all'interno del circuito attraversato dall'acqua. Come evidenziato dalla Fig. 6.14, lo scambiatore è stato posizionato immediatamente a valle dello sbocco della vasca, su una diramazione del tubo che porta l'acqua alla pompa. L'acqua che viene raffreddata nello scambiatore viene poi immessa nuovamente all'interno della vasca. Nella Tab. 6.8 è riportata la scheda tecnica dello scambiatore.

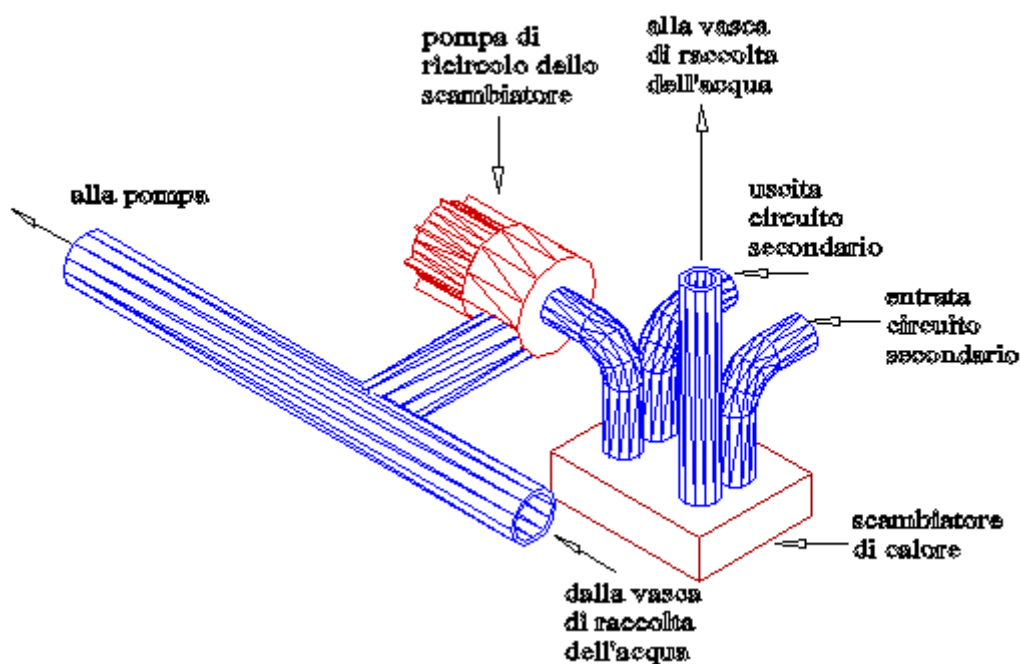


Fig. 6.14 Scambiatore di calore con relativa pompa di ricircolo.

caratteristica	valore
Temperatura massima	185 °C
Temperatura minima	- 195 °C
Pressione massima	3.0MPa
Portata massima	12000l/h
Potenza termica	5.0kW
Area totale di scambio termico	0.558m ²
Flusso termico	8.961kW/m ²

Tab. 6.8 Caratteristiche dello scambiatore di calore B10x20H/1P prodotto dalla SWEP

Le piastre e gli attacchi sono in acciaio AISI 316, mentre le saldature sono in rame 99.9% A. Poiché lo scambiatore è stato posto a monte della pompa, per la circolazione del fluido è stato inserito un'ulteriore pompa. Nella Tab. 6.9 ne è riportata la scheda tecnica.

caratteristica	valore	
Grado di protezione	IP 44	
Isolamento	Classe H	
Pressione massima	40bar	
<u>P</u> otenze	I	40W
	II	65W
	III	95W

Tab. 6.9 Caratteristiche della pompa dello scambiatore.

I due circuiti dello scambiatore sono posti in controcorrente. Il passaggio del fluido refrigerante nel circuito secondario è comandato da un opportuno dispositivo. Esso è costituito da una sonda ed un'elettrovalvola. La sonda, messa a contatto con l'acqua contenuta nella vasca, ne misura la temperatura. Quando tale temperatura sale al di sopra di un dato valore impostato, il dispositivo manda un segnale elettrico all'elettrovalvola che si apre, permettendo in tal modo il passaggio di acqua prelevata dalla rete nel circuito secondario dello scambiatore.

6.6 Il motore asincrono e la trasmissione del moto

Il motore utilizzato per la rotazione del canale ha un ingombro di $400 \times 150 \times 150 \text{ mm}$ ed è fissato ai piedi del supporto del canale. Nella Tab. 6.10 è riportata la scheda tecnica del motore.

caratteristica	Valore
Grado di protezione	IP 54
Potenza nominale	0.37 kW
Cos φ	0.78

Tab. 6.10 Caratteristiche del motore.

Per la trasmissione del moto è stato utilizzato un sistema di pulegge con relativa cinghia dentata. Le pulegge scelte a tale scopo sono la 8M-50S-21 e la 8M-40S-21 prodotte dalla Gates. La scelta di questo tipo di trasmissione (detta *positiva*) con cinghia dentata è giustificata dal fatto che essa unisce i vantaggi della trasmissione con cinghia con la regolarità del moto, tipica delle ruote dentate. La cinghia è formata da denti con passo di 8 mm ed altezza di 5.9 mm . Il rapporto tra le velocità delle pulegge è di 1.25. Sull'albero del motore è stata montata la puleggia lenta (8M-50S-21); essa è di acciaio 220 M07 e presenta 50 denti ed un diametro della linea primitiva pari a 127.32 mm . Il calettamento della puleggia sull'albero del motore è stato realizzato con un *tollok* autocentrante. La puleggia veloce (8M-40S-21), invece, è stata montata con interferenza, presenta 40 denti ed un diametro della linea primitiva di 101.86 mm . Le due pulegge sono state montate ad una distanza teorica tra i centri di 179.5 mm e montano una cinghia di 720 mm (Fig. 6.15).

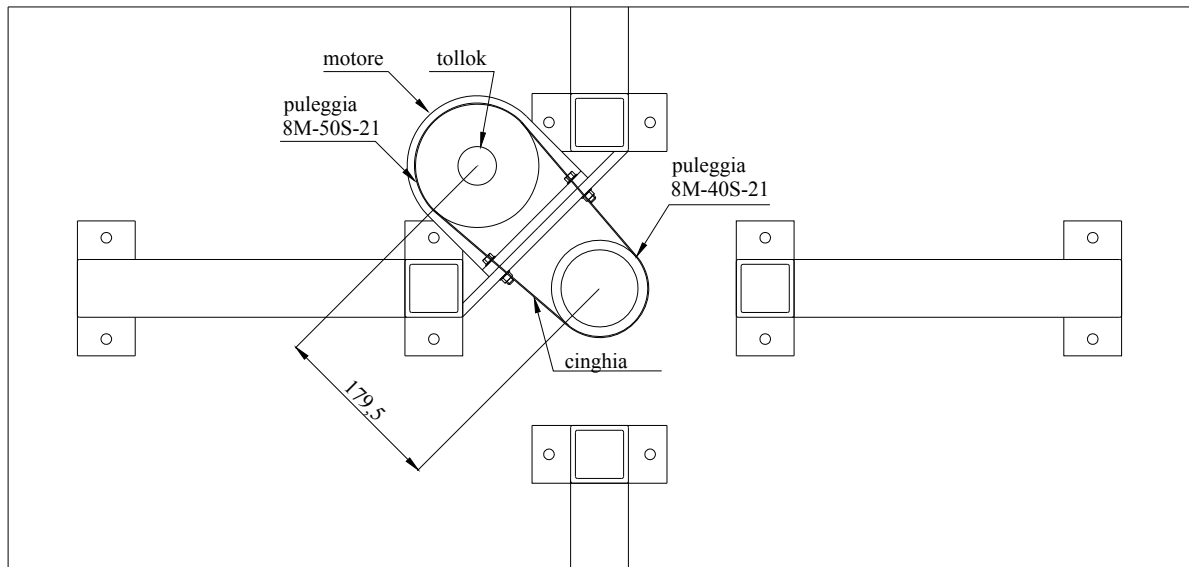


Fig. 6.15 Disposizione delle pulegge.

Come già accennato, la variazione della velocità di rotazione del canale è resa possibile dall'utilizzo di un inverter, a cui è collegato il motore. L'inversione del senso di rotazione (necessaria, come si è visto in precedenza, per analizzare il diverso comportamento delle *leading* e *trailing walls*) è stata resa possibile dall'introduzione di una coppia di deviatori elettrici, montati a cavallo del filo di alimentazione del motore. Questi, qualora sono azionati (rigorosamente insieme ed in assenza di alimentazione elettrica), realizzano un'inversione di due dei tre fili che portano le tre fasi al motore.

6.7 Il sensore di posizione per l'acquisizione delle immagini

Poiché il canale è in movimento sia rispetto al termografo che al sistema PIV (telecamera e laser), si è reso necessario utilizzare un sistema per sincronizzare il passaggio del canale con l'acquisizione dell'immagini termografiche e PIV. Ciò è stato ottenuto mediante un sensore magnetico, che individua il passaggio di un *marker* solidale al canale ed invia un segnale di *trigger* (preventivamente amplificato mediante un circuito elettronico) all'unità centrale del termografo (Fig. 6.16) ed al sistema di acquisizione di immagini PIV.

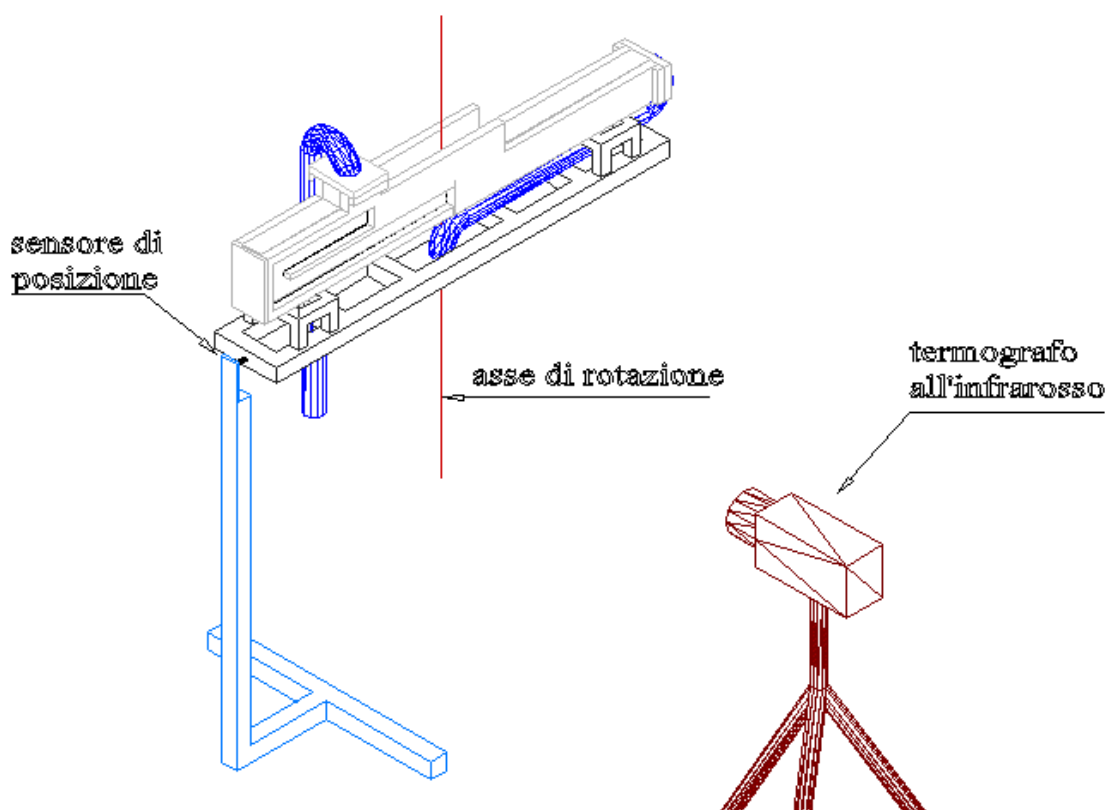


Fig. 6.16 Disposizione del sensore di posizione e del termografo.

Il sensore di posizione genera un'uscita digitale ogni qualvolta si verifici un mutamento improvviso del materiale ferroso che passa davanti alla scarpa polare (*marker*). I tempi di salita e discesa, come anche l'ampiezza dell'impulso di uscita non dipendono dalle caratteristiche e dalla velocità di cambiamento del campo magnetico. L'uscita corretta dell'impulso del segnale dipende dalla velocità di passaggio del *marker* davanti al polo del sensore, come anche dalle dimensioni del *marker* e dalla distanza dalla scarpa polare. Una taratura corretta può essere fatta solo a valle di opportune prove. La casa costruttrice indica, come valore di

guida per un funzionamento corretto, una velocità periferica maggiore di 250mm/s . Questa condizione si traduce in una velocità angolare del canale maggiore di 3.67giri/min . Nella Tab. 6.11 sono riportate le specifiche tecniche del sensore. Nella Fig. 6.17 è riportato lo schema principio del sistema che ha consentito di sincronizzare la rotazione del canale con il sistema di acquisizione delle immagini termografiche. Il segnale in uscita dal sensore di posizione viene mandato, preventivamente amplificato, oltre che alla termocamera, anche ad una scheda di acquisizione collegata ad un computer; questo permette di ottenere, mediante un software realizzato ad hoc, il valore della velocità angolare a cui sta ruotando il canale.

CARATTERISTICA	VALORE
Tensione di esercizio V_s	Da $+5V$ a $+15V$
Tensione di uscita V_0	$V_0 = \frac{V_S \cdot R_L}{R_L + 5000}$
Resistenza del carico R_L	$1k\Omega$ min
Tempo salita di uscita	$1\mu s$ max
Tempo discesa di uscita	$50ns$ max
Temperatura di funzionamento	Da $-25^\circ C$ a $85^\circ C$
Distanza dai pezzi ferrosi in movimento	Max $2,5mm$

Tab. 6.11 Caratteristiche tecniche del sensore di posizione.

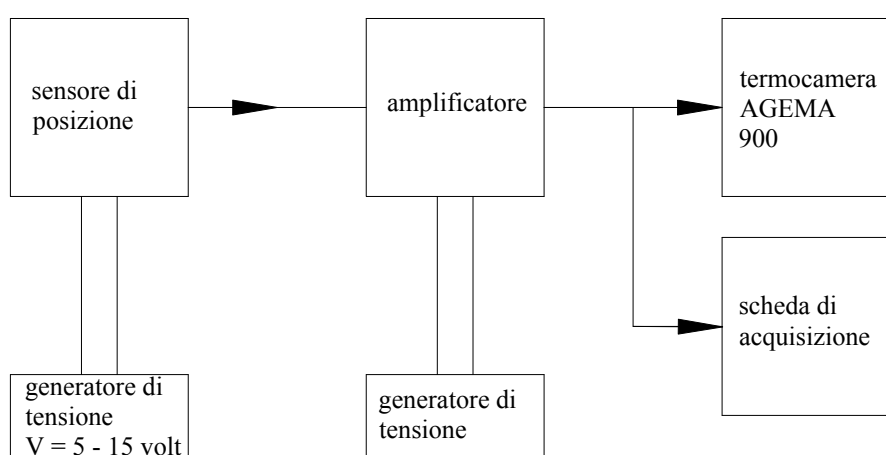


Fig. 6.17 Schema di funzionamento del sensore di posizione per l'acquisizione di immagini termografiche.

Per l'acquisizione di immagini PIV, con canale in rotazione, il segnale in uscita dal sensore, preventivamente amplificato, viene inviato, oltre che alla scheda di acquisizione atta alla misura della velocità angolare, anche alla telecamera e ad un sincronizzatore, necessario per impostare il ritardo Δt con il quale vengono emessi i due fasci di luce laser (6.18).

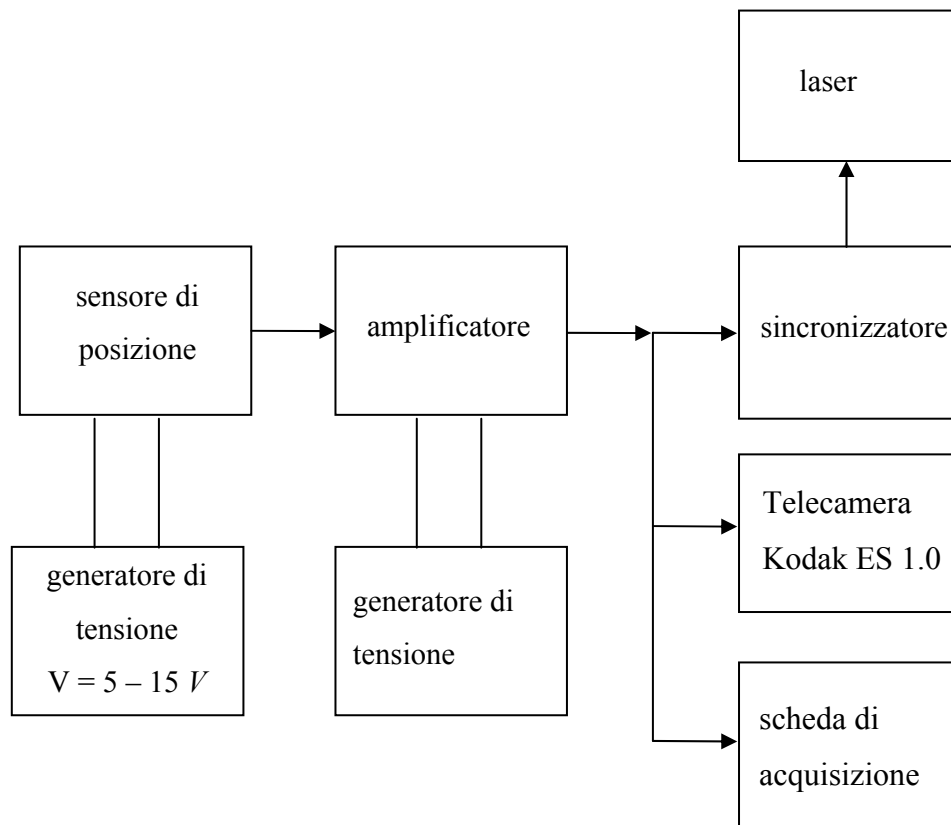


Fig. 6.18 Schema di funzionamento del sensore di posizione per l'acquisizione di immagini PIV.

7 MISURE DI SCAMBIO TERMICO

7.1 Procedura sperimentale

La misura del coefficiente di scambio termico convettivo h è stata effettuata utilizzando la tecnica “*Heated Thin Foil*” accoppiata alla misura delle temperature superficiali mediante termografo ad infrarosso. Per ogni pixel dell’immagine termografica, è possibile valutare il coefficiente di scambio termico convettivo h mediante la relazione:

$$h = \frac{q_j - q_r}{T_w - T_b} \quad (7.1)$$

dove q_j è la potenza fornita al sensore di flusso termico (circuitto stampato) per effetto Joule, q_r è la potenza termica radiativa scambiata dal circuito stampato con l’ambiente esterno che può essere calcolata con la relazione (3.3), ed infine T_w e T_b rappresentano rispettivamente la temperatura interna di parete e la temperatura di mescolamento adiabatico; quest’ultima si valuta misurando la temperatura di ristagno del fluido all’ingresso del canale ed operando un bilancio di energia unidimensionale lungo la direzione dell’asse principale del canale. Effettuando questo bilancio energetico nel caso in esame è emerso che la temperatura del fluido di lavoro (acqua) ha una variazione massima, tra l’ingresso e l’uscita del canale, non superiore a 0.1°C . Ciò ha consentito di ritenere trascurabile le variazioni della T_b durante il passaggio del fluido all’interno del canale.

Si osservi che l’equazione (7.1) è una forma semplificata dell’eq. (3.2). Infatti, per le considerazioni fatte alla fine del par. 3.2.1 è stato possibile ritenere trascurabile, rispetto agli altri contributi, i termini q_n e q_k nella (3.2) relativi, rispettivamente, alla potenza termica dissipata per convezione e per conduzione tangenziale.

L’acqua come fluido di lavoro, sebbene abbia consentito di introdurre numerose semplificazioni sia nella valutazione di h che nella realizzazione delle prove sperimentali; purtroppo, essendo caratterizzata da una più intensa capacità di sottrarre calore, produce dei coefficienti di scambio termico convettivo h molto più elevati che rendono il numero di Biot del sensore non significativamente inferiore all’unità.

$$Bi = h \cdot t / \lambda$$

dove t e λ sono, rispettivamente, lo spessore e la conducibilità termica del materiale di supporto (vetronite) del circuito stampato. Ciò fa venir meno una delle condizioni che stanno alla base del modello “*Heated Thin Foil*” e determina, quindi, un gradiente termico all’interno del

materiale di supporto (Fig. 7.1). Al fine di limitare tale gradiente si è deciso di utilizzare un circuito stampato che espone il materiale di supporto all'aria esterna e le piste di rame, ricoperte con una pellicola adesiva di poliestere resistente a temperature elevate ed avente uno spessore di $48\mu m$, a contatto con l'acqua. La copertura delle piste di rame è stata necessaria perché il sottile strato di solder ($25\mu m$) che le ricopre, sebbene nominalmente impermeabile all'acqua, presenta inevitabilmente delle scalfitture che, mettendo in contatto l'acqua con il rame, generano, per elettrolisi, un rapido assottigliamento delle piste che si conclude con l'interruzione delle stesse. Nonostante la soluzione adottata sia stata in grado di ridurre il forte gradiente termico, precedentemente presente attraverso lo spessore di vetronite, è stato necessario effettuare, per ogni pixel dell'immagine termografica, un bilancio di energia (eq. 7.2) che ha consentito di valutare con maggiore accuratezza la T_w , a partire dai valori della temperatura esterna T_e (vedi Fig. 7.1) misurata dal termografo, dai valori di conducibilità termica e dello spessore del solder e della pellicola adesiva, questi ultimi forniti dalle case costruttrici.

$$q = q_j - q_r = \frac{k_s k_v}{k_s + k_v} \cdot (T_e - T_w) \quad (7.2)$$

con

$$k_s = \frac{\lambda_s}{t_s}; \quad k_v = \frac{\lambda_v}{t_v}$$

dove λ_s e t_s rappresentano, rispettivamente, la conducibilità termica e lo spessore del solder, mentre λ_v e t_v quelli della vetronite. Il termine radiativo q_r presente nella (7.2) è stato valutato sempre mediante la relazione (3.3) ma considerando la T_e al posto della T_w . Infine dalla (7.2) si calcola la T_w , che inserita nella (7.1), consente di calcolare il coefficiente di scambio termico convettivo h .

Per una buona acquisizione dell'immagine termografica, nel caso di canale in rotazione, la superficie di misura deve essere ortogonale all'asse dell'obiettivo della termocamera (Fig. 7.2): si può ritenere soddisfatta questa condizione finché il modello permane in un angolo di qualche grado intorno alla posizione ottimale. Nel presente lavoro si è scelta l'approssimazione di ritenere un'immagine come buona solo se presa in un angolo di 5 gradi intorno alla posizione ottimale. Ovviamente, il canale spazza un angolo di 10 gradi (+/- 5 gradi dalla posizione ottimale) in un tempo dipendente dalla sua velocità di rotazione: all'aumentare di tale velocità, il canale permane nella zona utile per un tempo minore. Alla luce di questa considerazione, risulta chiaro come la frequenza di acquisizione della termo-

camera possa porre un limite superiore al range di valori ottenibili di Re e di Ro : può succedere, infatti, che il suddetto tempo di permanenza non sia sufficiente affinché la termocamera riesca a riprendere almeno un'immagine.

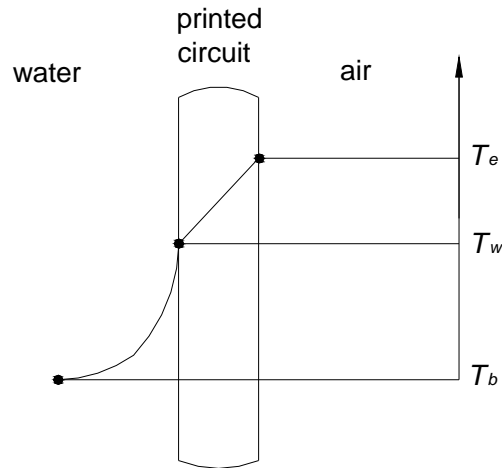


Fig. 7.1 Andamento della temperatura attraverso il circuito stampato.

Si vuole infine notare che, poiché il tempo necessario alla scansione di un'intera immagine termografica è $0.07s$, non è possibile acquisire un'intera immagine senza che il modello si sposti dalla posizione ottimale. Tale spostamento è comunque molto ridotto: il modello ruota di un angolo pari a circa 2 gradi per una velocità di rotazione di 5 giri al minuto e di 10 gradi per una velocità del canale di 23 giri al minuto. L'ultima velocità di rotazione è relativa alle condizioni di prova più critiche che si raggiungono per $Re=25000$ e $Ro=0.3$.

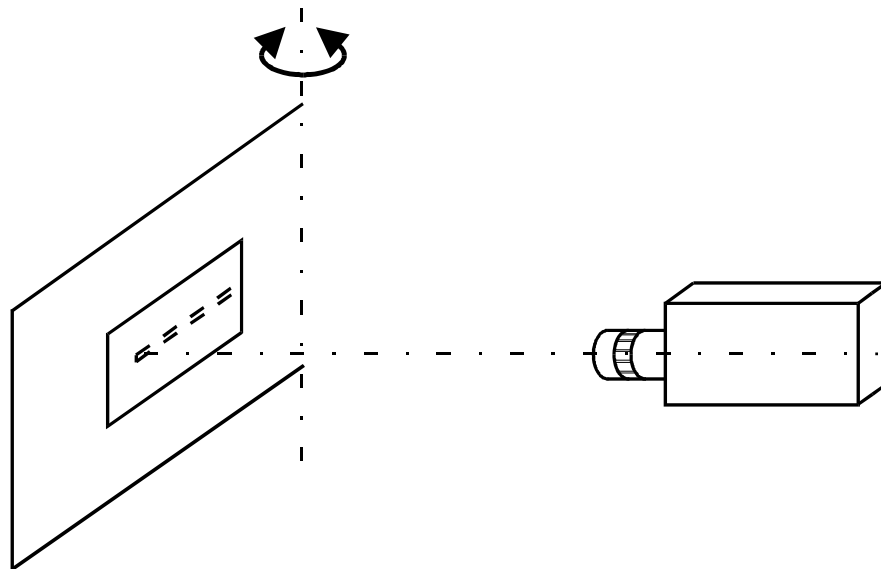


Fig. 7.2 Posizione della superficie di misura rispetto alla telecamera.

7.2 Risultati sperimentali

In questa sezione sono presentate le mappe di temperatura e le distribuzioni, sia in forma locale che integrale, del coefficiente di scambio termico convettivo adimensionalizzato. Bisogna sottolineare che l'inverso della differenza di temperatura ($T_w - T_b$) è proporzionale al coefficiente di scambio termico convettivo (vedi eq. 7.1). Praticamente a zone caratterizzate da temperature più elevate corrispondono regioni aventi bassi valori del coefficiente di scambio termico convettivo h e viceversa. Le distribuzioni, in questo caso, forniscono solo un andamento qualitativo del coefficiente di scambio termico perché la temperatura misurata dal termografo è T_e e non la T_w .

I più importanti numeri adimensionali che caratterizzano il comportamento fluidodinamico del flusso all'interno di canali rotanti sono il numero di Reynolds Re ed il rotation number Ro (che rappresenta l'inverso del numero di Rossby):

$$Re = \frac{\rho V D}{\mu}$$

$$Ro = \frac{\omega D}{V}$$

dove: D è il diametro idraulico del canale, V è la velocità media del fluido, ω è la velocità di rotazione del canale, ρ e μ rappresentano, rispettivamente, la densità ed il coefficiente di viscosità dinamica del fluido. Il numero di Reynolds regola il comportamento del flusso nel caso di canale statico, mentre il rotation number costituisce una “misura” adimensionale degli effetti prodotti dalla forza di Coriolis. Il massimo errore commesso nella valutazione del Re e Ro è inferiore al $\pm 2\%$ (Kline e McClintok, 1953). La tabella di seguito riportata riporta le condizioni di prova simulate.

Caso statico	<i>Re</i>		
	15000 – 20000 – 25000		
Caso rotante	Parete investigate	<i>Re</i>	<i>Ro</i>
	Leading and trailing wall	20000	0.1 - 0.2 - 0.3

Tab. 7.1 Condizioni di prova

I risultati delle misure di scambio termico, sia in forma integrale che locale, sono riportati in termini di numero di Nusselt:

$$Nu = \frac{hD}{k}$$

il quale è stato normalizzato mediante il numero di Nusselt Nu^* valutato dalla correlazione di Dittus-Boelter:

$$Nu^* = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \quad (7.3)$$

dove k e Pr rappresentano, rispettivamente, la conducibilità termica ed il numero di Prandtl dell'acqua.

Da un'analisi delle incertezze, basata sul metodo di Kline e McClintok (1953), è emerso che, per il caso statico, l'errore commesso nella valutazione del Nu/Nu^* nel condotto d'uscita raggiunge il $\pm 13\%$ solo nel caso di Re pari a 25000, mentre nel canale d'ingresso risulta inferiore al $\pm 3.5\%$ per ogni Re sperimentato. Per il caso rotante, il massimo errore si commette nel canale d'uscita della *leading wall* ($\pm 15\%$), mentre nel canale d'ingresso, sia per la *leading* che per la *trailing wall*, l'errore massimo risulta inferiore al $\pm 5\%$, per ogni Ro sperimentato.

7.2.1 Distribuzioni di temperatura

La capacità della termografia ad infrarossi di realizzare misure delle distribuzioni superficiali di temperatura è dimostrata dai tre termogrammi riportati in Fig. 7.3. Questi sono relativi al caso statico ($Re=20000$, $Ro=0$) ed al caso in rotazione ($Re=20000$, $Ro=0.3$) sia per la *leading* che per la *trailing wall*. Il fluido entra dal canale inferiore ed esce da quello superiore così come nella reale configurazione sperimentale.

La parte della regione di misura inquadrata dal termografo ha una lunghezza di circa 5 diametri idraulici, mentre l'intera zona riscaldata è lunga 10 diametri. Pertanto, il flusso nel condotto d'ingresso risulta sviluppato sia da punto di vista fluidodinamico che termico; infatti in questa regione non si rileva il forte incremento di temperatura dovuto allo sviluppo dello strato limite termico. Tutti i termogrammi riportati in Fig. 7.3 mostrano, nel canale d'ingresso, mediamente una temperatura più alta di quella misurata nel canale d'uscita. Sulla *leading wall*, nel canale d'ingresso, le temperature risultano più alte di quelle misurate sulla *trailing wall*; questo fenomeno è un effetto della forza di Coriolis che, nel canale d'ingresso, genera un moto secondario caratterizzato dalla presenza di due vortici contro-rotanti che spingono il fluido "freddo" dal centro del canale verso la *trailing wall*.

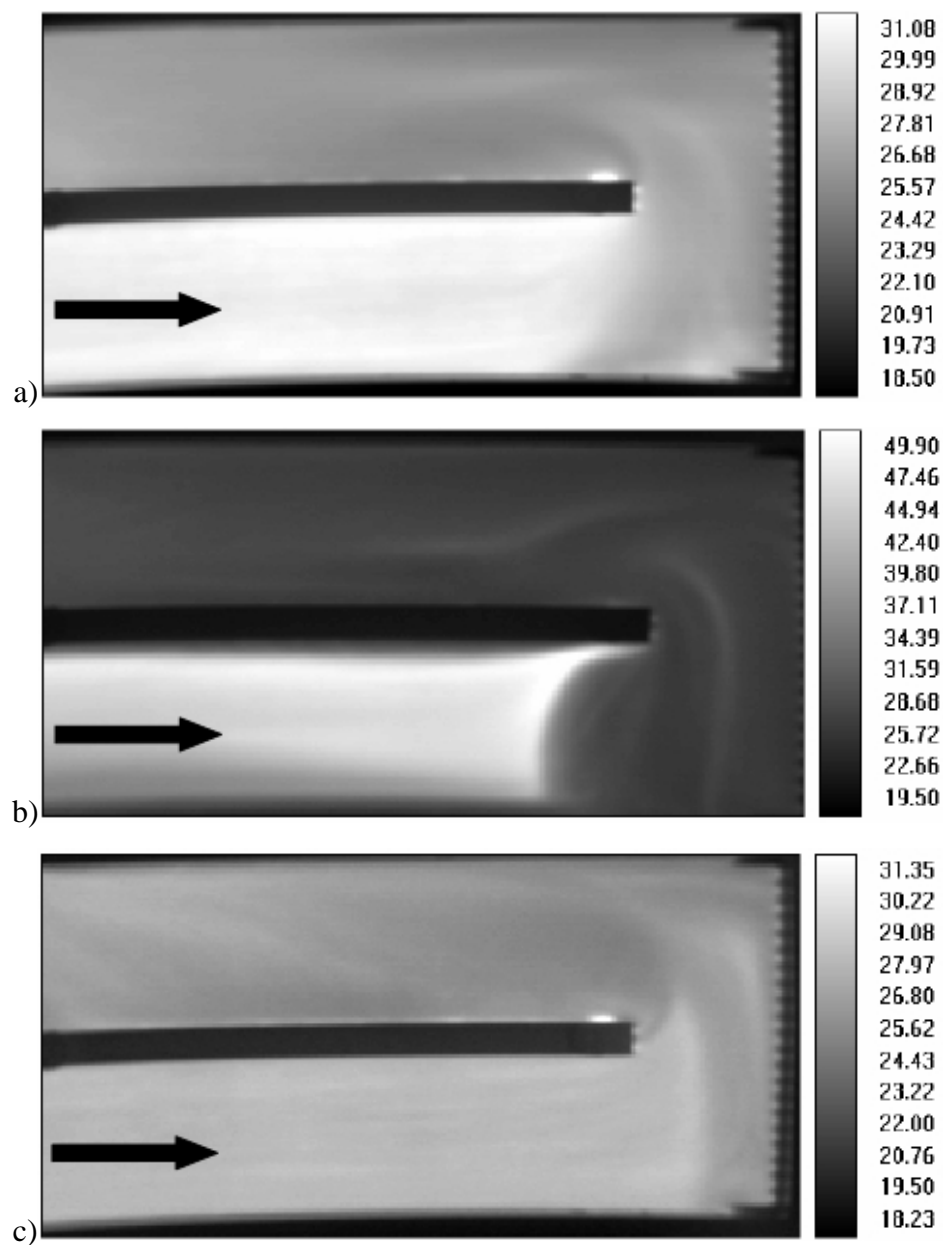


Fig. 7.3 Termogrammi ($^{\circ}\text{C}$) a $Re=20000$ per il caso statico e rotante: a) $Ro=0$, b) *leading wall* $Ro=0.3$, c) *trailing wall* $Ro=0.3$.

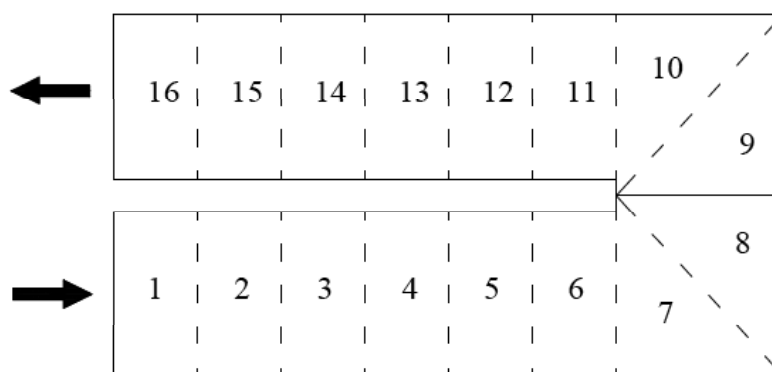


Fig. 7.4 Suddivisione della area di misura e numerazione delle regioni.

7.2.2 Risultati in forma in forma integrale

Allo scopo di consentire una più agevole comparazione con i dati di scambio termico presenti in letteratura e per avere un'idea sostanziale di come lo scambio termico evolve sull'intera regione di misura, in questa sezione sono riportati gli andamenti del Nu/Nu^* mediato su ciascuna delle 16 zone che suddividono la regione di misura del canale lungo la direzione del flusso (Fig. 7.4). Le sei zone che suddividono il canale d'ingresso e d'uscita hanno una larghezza pari a mezzo diametro idraulico mentre l'altezza è di un diametro idraulico; la regione d'inversione è stata suddivisa in 4 zone di forma triangolare (Fig. 7.4).

7.2.2.1 Caso statico

Nel diagramma di Fig. 7.5 sono riportati gli andamenti del Nu/Nu^* relativi ai tre diversi Re (15000, 20000 e 25000) sperimentati, relativi al caso statico ($Ro=0$).

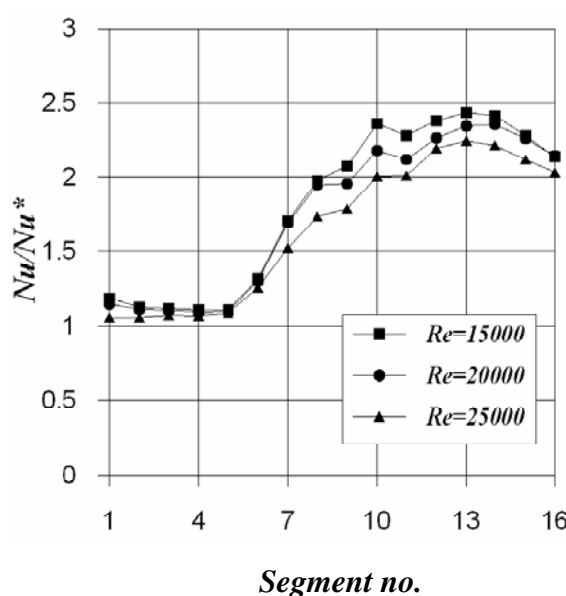


Fig. 7.5 Distribuzioni, un forma integrale, di Nu/Nu^* ($Ro=0$).

Per ogni condizione di prova, il fluido risulta completamente sviluppato nel canale d'ingresso. Infatti il numero di Nusselt normalizzato risulta praticamente costante sulle prime 5 zone. A circa mezzo diametro idraulico a monte della curva (regione 6), il numero di Nusselt inizia a crescere e raggiunge, per ogni Re provato, un primo massimo nella seconda metà della curva (regione 10). A valle della regione 10, il minimo dello scambio termico locale è dovuto alla presenza, subito dopo la curva lungo la parete del setto divisorio, di un'ampia zona di ricircolo (Fig. 7.3a). Questo fenomeno è meno evidente nel profilo del Nu/Nu^* relativo a $Re=25000$. Dalla regione 11, il numero di Nusselt normalizzato aumenta debolmente e raggiunge un secondo massimo a circa 1.5 diametri a valle della curva. Successivamente i

profili mostrano un andamento decrescente. I diagrammi mostrano anche che i tre diametri idraulici a valle della regione d'inversione non sono sufficienti affinché si recuperino nuovamente le condizioni di moto completamente sviluppato e che, nella curva e nel condotto d'uscita, i valori del Nu/Nu^* decrescono all'aumentare del numero di Reynolds.

Gli andamenti del Nu/Nu^* sinora descritti sono in accordo con numerosi lavori presenti in letteratura. In particolare, è possibile confrontare in termini quantitativi i risultati sopra riportati sia con quelli ottenuti da Astarita e Cardone (2000) che con quelli ottenuti da Kim et al. (2007a). Questo confronto è reso possibile sia dalle analoghe geometrie adottate per il canale di prova che dai simili numeri di Reynolds sperimentati. In relazione ai risultati di Astarita e Cardone (2000), è possibile notare che, mentre i risultati mostrati in Fig. 7.5 esibiscono, nel canale d'ingresso, valori del Nu/Nu^* lievemente superiori all'unità, quelli riportati in Fig. 2.22a presentano valori del Nu/Nu^* inferiori all'unità. Astarita e Cardone (2000) hanno misurato, nel secondo triangolo della seconda metà della curva, per $Re=16000$, un massimo assoluto che risulta essere circa del 25% maggiore di quello misurato, per $Re=15000$, nella medesima regione del canale di prova utilizzato nel presente lavoro di tesi. A valle della regione d'inversione, anche Astarita e Cardone (2000) hanno rilevato un andamento prima decrescente e poi crescente del Nu/Nu^* , con il raggiungimento di un massimo relativo a circa 1.5 diametri a valle dell'apice del setto; mentre, nel presente lavoro il massimo di Nu/Nu^* misurato nel condotto d'uscita risulta, per tutti i Re sperimentati, assoluto. L'andamento dello scambio termico, relativo alla prima parte del condotto d'uscita, sembra non avere riscontro con il profilo di $Sh/Sh_0(Nu/Nu_0)$ ottenuto, per $Re=10000$, da Kim et al. (2007a) (Fig. 2.28). Questa discrepanza potrebbe essere associata al fatto che gli autori hanno scelto di mediare il $Sh/Sh_0(Nu/Nu_0)$ su superfici più estese. Infine anche Kim et al. (2007a) hanno misurato immediatamente a valle dell'uscita della curva il massimo dello scambio termico che risulta più grande, del 30% circa, di quello misurato nella medesima regione e riportato nel diagramma di Fig. 7.5 (profilo relativo a $Re=15000$). Questa differenza potrebbe essere amplificata dal fatto che il profilo ottenuto da Kim et al. (2007a) e riportato in Fig. 2.28 è relativo ad un numero di Reynolds più basso (10000).

7.2.2.2 Caso rotante

In questa sezione sono stati riportati gli andamenti del Nu/Nu^* , sia sulla *leading* che sulla *trailing wall*, relativi a $Re=20000$ e Ro pari a 0, 0.1, 0.2 e 0.3 (Fig. 7.6) dai quali è possibile comprendere gli effetti della rotazione sullo scambio termico.

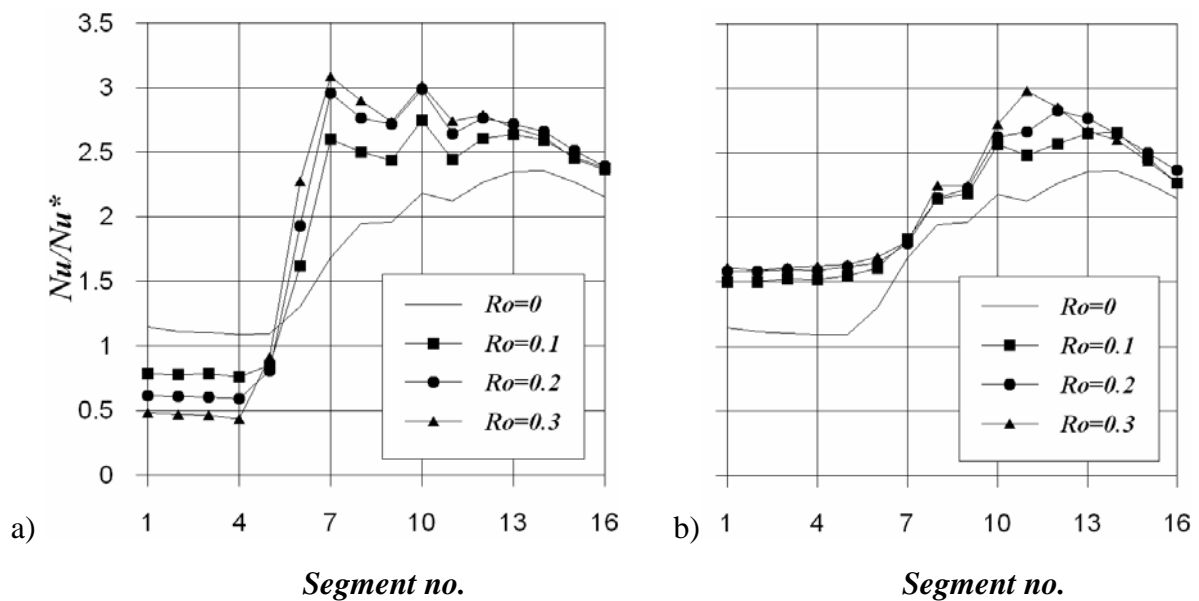


Fig. 7.6 Distribuzioni, un forma integrale, di Nu/Nu^* ($Re=20000$): a) *leading wall*, b) *trailing wall*

Dal diagramma mostrato in Fig. 7.6a è possibile osservare, nel canale d'ingresso della *leading wall*, che il campo di moto risulta completamente sviluppato essendo il Nu/Nu^* costante lungo le prime quattro zone. Questi valori risultano più bassi di quelli relativi al caso statico e decrescono all'aumentare del Ro . In corrispondenza della zona 5, cioè circa un diametro idraulico a monte della curva, il Nu/Nu^* aumenta molto rapidamente raggiungendo, per ogni Ro sperimentato, un primo massimo all'ingresso della curva (regione 7). Questo fenomeno, già osservato da Iacovides et al. (1999), Murata e Mochizuki (2004), Su et al. (2004) e da Kim et al. (2007a), può essere giustificato considerando le caratteristiche esibite dal campo di moto secondario nella curva. Come già è stato detto al par. 2.2.2 il campo di moto nella curva è caratterizzato dalla presenza di un unico vortice posto vicino la *leading wall*. Questo vortice, come sarà meglio mostrato nel capitolo successivo, genera nella prima parte della curva (regioni 7 e 8) un flusso controcorrente che scontrandosi, all'ingresso della curva, con il flusso proveniente dal canale d'ingresso migliora lo scambio termico in questa regione. Per ogni Ro sperimentato, i profili nella curva presentano, a partire della regione 7, un andamento prima decrescente e poi crescente raggiungendo un massimo all'uscita della curva (regione 10); anche nella prima parte del condotto d'uscita (regioni comprese tra 10 e 13) il Nu/Nu^* ha un andamento prima decrescente e poi crescente, giungendo ad un nuovo massimo a circa 1.5 diametri idraulici dall'apice del setto (in prossimità della regione 13). Nella curva e nella prima parte del condotto d'uscita incrementando il Ro si rileva un aumento dello scambio termico. Nella seconda parte del condotto d'uscita (regioni comprese tra 13 e

16), il Nu/Nu^* esibisce un andamento decrescente con valori che variano poco al variare del Ro .

I tre profili riportati in Fig. 7.6a mostrano un andamento differente da quello ottenuto da Iacovides et al. (1999). Infatti, nella regione della curva e nel canale d'uscita, questi autori hanno misurato valori del numero di Nusselt minori di quelli relativi al caso statico; mentre nel presente lavoro di tesi i valori del Nu/Nu^* , in queste zone, risultano sempre maggiori di quelli relativi al caso statico. Questa discrepanza, relativamente alla regione d'inversione, potrebbe essere associata alla presenza di una zona non riscaldata, posta in corrispondenza dell'apice del setto del canale di prova utilizzato da Iacovides et al. (1999). I profili del Nu/Nu^* medio lungo la direzione del flusso, riportati nei lavori numerici di Murata e Mochizuki (2004) e di Su et al. (2004), esibiscono, nel condotto d'uscita, un andamento decrescente mentre i profili riportati in Fig. 7.6a evidenziano in questa zona la presenza di un massimo dello scambio termico locale. Poiché questo massimo è anche evidente nel profilo mostrato da Iacovides et al. (1999), l'andamento decrescente riportato nei lavori numerici sopra citati potrebbero essere associati alla differente configurazione geometrica della curva. Sebbene Kim et al. (2007a) abbiano utilizzato una configurazione geometrica del canale di prova simile a quella utilizzata nel presente lavoro, il profilo del $Sh/Sh_0(Nu/Nu_0)$ ottenuto da questi autori, per $Re=10000$ e $Ro=0.1$, mostra semplicemente un andamento crescente dall'ingresso della curva fino a circa due diametri idraulici a valle di questa e decrescente nella restante parte del canale d'uscita (Fig. 2.64). Come già è stato detto nel paragrafo precedente, questa discordanza è probabilmente associata al fatto che gli autori mediando il $Sh/Sh_0(Nu/Nu_0)$ su superfici più ampie ottengono informazioni sullo scambio termico molto meno dettagliate. I risultati di Kim et al. (2007a) presentano un'anomalia analoga a quella già riscontrata nel lavoro di Iacovides et al. (1999). Infatti dagli andamenti del $Sh/Sh_0(Nu/Nu_0)$, riportati nelle Fig. 2.28 e 2.64, si evince che lo scambio termico misurato, nella seconda metà della curva e nella prima parte del condotto d'uscita, è più elevato nel caso statico che sulla leading wall ($Re=10000$ e $Ro=0.1$).

Nella Fig. 7.6b sono riportati gli andamenti del Nu/Nu^* relativi alla *trailing wall*, per $Re=20000$ e Ro pari a 0.1, 0.2 e 0.3. Anche in questo caso è possibile osservare che, nel condotto d'ingresso, il moto risulta completamente sviluppato. Infatti lungo le prime 5 regioni, per ogni Ro sperimentato, il Nu/Nu^* si mantiene pressoché costante con valori che aumentano debolmente all'aumentare del Ro . Nella prima metà della curva e nel primo triangolo della seconda metà (regioni 7, 8 e 9) i profili relativi a Ro pari a 0.1, 0.2 e 0.3 hanno, anche se

con valori leggermente maggiori, lo stesso andamento del profilo relativo al caso statico ($Ro=0$). Nel canale d'uscita i tre profili esibiscono oltre a valori del Nu/Nu^* maggiori di quelli relativi al caso statico ($Ro=0$) anche un massimo locale dello scambio termico convettivo che all'aumentare del Ro tende ad aumentare ed a spostarsi verso monte ossia verso l'apice del setto.

Nel lavoro sperimentale di Iacovides et al. (1999) (Fig. 2.44), i valori del numero di Nusselt nella prima metà della curva sono quasi uguali a quelli misurati nel caso statico; nella parte terminale della seconda metà della curva, gli autori hanno misurato, contrariamente a ciò che è stato osservato nel presente lavoro, valori del Nu più bassi di quelli relativi al caso statico. Un'analoga differenza la si riscontra anche con il lavoro di Kim et al. (2007). Infatti, come si può osservare dai grafici riportati in Fig. 2.28 e 2.64, gli autori hanno misurato, nella curva e nella prima parte del condotto d'uscita della *trailing wall*, valori del $Sh/Sh_0(Nu/Nu_0)$ che sembrerebbero più bassi di quelli relativi al caso statico. Nel lavoro numerico di Murata et al. (2004), sebbene la geometria della curva ed i Re e Ro sperimentati sono molto diversi da quelli sperimentati nel presente lavoro, gli autori hanno trovato, concordemente con quanto mostrato nel diagramma di Fig. 7.6b, nella curva e nel condotto d'uscita, valori del numero di Nusselt normalizzato più alti di quelli calcolati nel caso statico. Anche Iacovides et al. (1999) e Kim et al. (2007a) hanno osservato nel canale d'uscita la presenza di un massimo dello scambio termico, mentre nella stessa regione, i profili riportati nei lavori numerici di Mochizuki (2004) e da Su et al. (2004), mostrano un andamento decrescente del numero di Nusselt normalizzato. Come per la *leading wall*, questa differenza potrebbe essere attribuita alla diversa configurazione geometrica della curva utilizzata in queste simulazioni numeriche. Al variare del *rotation number*, nel canale d'ingresso sia per la *leading* che per la *trailing wall*, il comportamento del Nu/Nu^* sembra essere in buon accordo con i risultati sperimentali presenti in letteratura. Si vuole concludere questo paragrafo facendo notare che sulla *leading* e sulla *trailing wall* i tre diametri idraulici posti a valle della regione d'inversione non sono sufficienti perché si recuperino nuovamente condizioni di moto completamente sviluppato.

7.2.3 Risultati in forma locale

In questa sezione sono riportate e commentate le distribuzioni locali del Nu/Nu^* sia per il caso statico che rotante.

7.2.3.1 Caso statico

Le mappe riportate in Fig. 7.7 mostrano le distribuzioni locali del Nu/Nu^* per Re pari a 15000, 20000 e 25000 e $Ro=0$. Il debole gradiente del numero di Nusselt, poco prima dell'ingresso della curva, può essere attribuito, come sarà meglio chiarito nel capitolo successivo, alla presenza di un gradiente di velocità associato alla zona a bassa pressione posta sulla sommità dell'apice del setto. Dalle mappe mostrate in Fig. 7.7 possono essere individuate due zone a basso scambio termico situate, rispettivamente, in prossimità del primo angolo esterno della curva ed immediatamente a valle del secondo angolo interno, vicino la parete del setto divisorio. Dalle stesse mappe è possibile notare la presenza di tre zone ad elevato scambio termico: la prima si estende perlopiù lungo la parete frontale della prima metà della curva; la seconda si trova immediatamente a valle del secondo angolo esterno della curva e si estende, lungo la parete esterna, per circa tre diametri idraulici; la terza è posizionata grossolanamente a circa un diametro a valle del secondo angolo interno, in prossimità della parete del setto divisorio. La descrizione dettagliata della genesi di queste tre zone ad alto scambio termico verrà fatta nel capitolo 9. In questa sede, si vuole solo ricordare quanto già detto nel par. 2.1.2: nella regione d'inversione si verifica la nascita di intensi moti secondari che persistono anche nel canale d'uscita. Questi moti sono in grado di convogliare il fluido "freddo" dal centro del canale verso la pareti laterali migliorando complessivamente lo scambio termico superficiale nella curva e nel condotto d'uscita. Dalle mappe mostrate in Fig. 7.7 è possibile osservare che le tre zone, sopra citate, riducono la loro intensità all'aumentare del numero di Reynolds, riducendo lo scambio termico complessivo nella curva e nel condotto d'uscita. Questo fenomeno potrebbe essere giustificato dall'aumento del livello di turbolenza iniziale, dovuto all'incremento del Re , che tende ad indebolire gli effetti associati ai moti secondari.

Le caratteristiche esibite dalle distribuzioni riportate in Fig. 7.7 sono in buon accordo con le numerose distribuzioni superficiali del coefficiente di scambio termico convettivo, sia sperimentali che numeriche, presenti in letteratura.

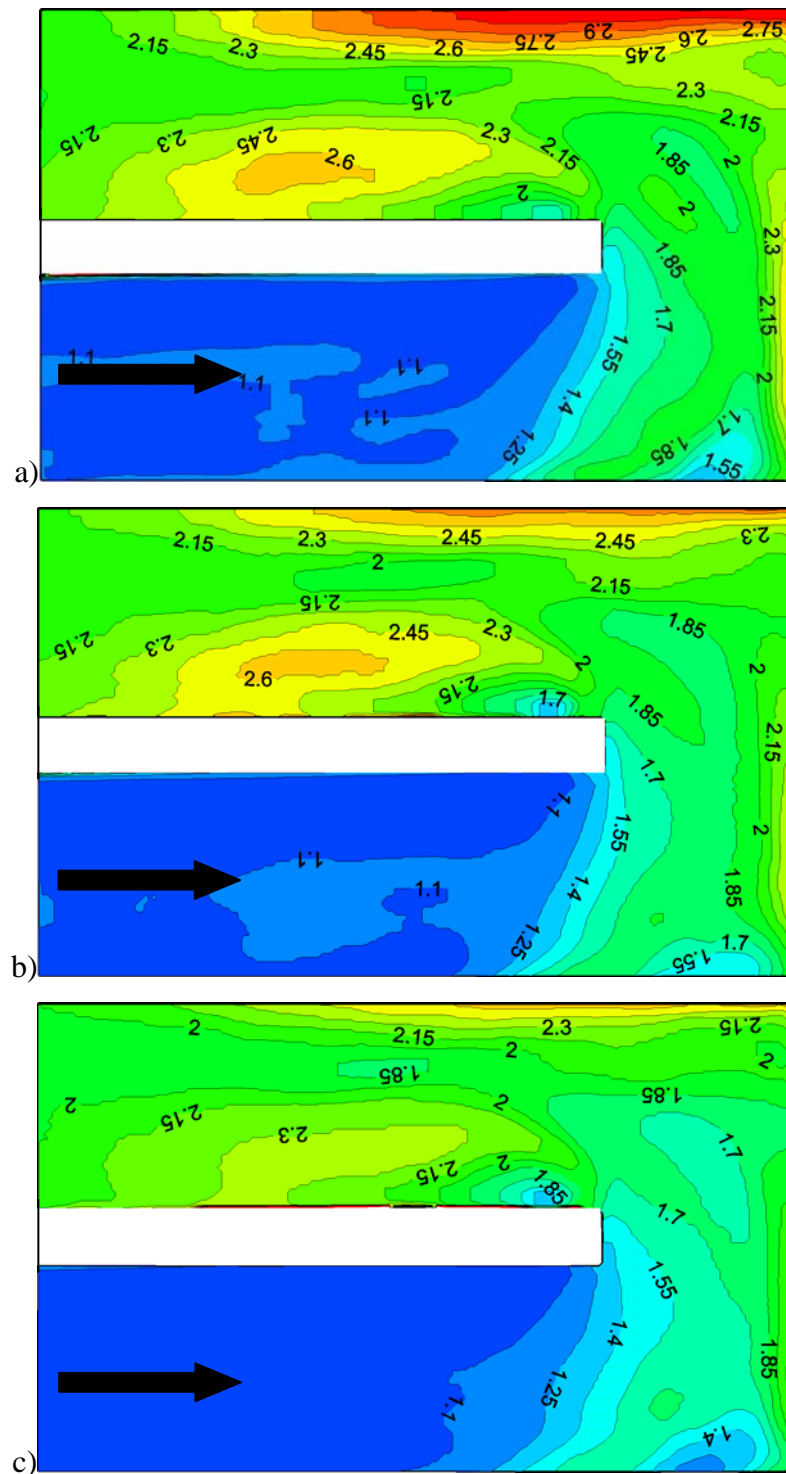


Fig. 7.7 Distribuzioni locali del numero di Nusselt normalizzato (Nu/Nu^*) per il caso statico ($Ro=0$): a) $Re=15000$, b) $Re=20000$, c) $Re=25000$.

7.2.3.2 Caso rotante

Nella Fig. 7.8 sono riportate le distribuzioni del numero di Nusselt normalizzato sulla *leading wall* per $Re=20000$ e Ro pari a 0.1, 0.2 e 0.3. Nel canale d'ingresso, per $Ro=0.1$, è possibile notare la presenza di un gradiente del numero di Nusselt, ortogonale alla direzione

del flusso, vicino alla parete esterna e quella del setto divisorio. All'aumentare del numero del Ro , il gradiente del Nu/Nu^* sembra scomparire. Questo fenomeno, osservato sia da Iacovides et al. (1999) che da Kim et al. (2007a), potrebbe essere spiegato dai risultati, ottenuti numericamente da Qin e Pletcher (2006), i quali hanno evidenziato uno spostamento delle celle più grandi, posizionate vicino la *leading wall*, verso i due angoli (vedi Fig. 2.61 del par. 2.2.2). Nel condotto d'ingresso, prima della curva, le mappe riportate in Fig. 7.8 mostrano un gradiente del numero di Nusselt più forte di quello misurato, nella medesima regione, nel caso statico. L'intensità di questo gradiente cresce all'aumentare del rotation number. Nella prima metà della prima parte della curva, è possibile osservare una zona ad elevato scambio termico, generata come già detto nel par. 7.2.2.2, dallo scontro tra il flusso proveniente dal canale d'ingresso ed il flusso contro corrente, presente nella prima metà della curva, dovuto all'intenso vortice presente nella regione d'inversione. Questo vortice, posizionato verso la *leading wall*, è responsabile della zona ad elevato scambio termico che si estende lungo quasi l'intera parete frontale della curva. Un'altra zona ad elevati valori del Nu/Nu^* si estende, a partire dal secondo angolo esterno della curva, per circa tre diametri idraulici lungo la parete esterna. Le tre zone ad elevato scambio termico finora citate, aumentano di intensità e dimensione all'aumentare del Ro . Nel canale d'uscita, si può notare la presenza di un'altra zona ad elevato scambio termico posizionata nella vicinanze della parete del setto divisorio; questa zona però all'aumentare del Ro , aumenta la sua intensità ma riduce la sua estensione.

La genesi fluidodinamica delle due zone ad elevati valori del Nu/Nu^* posizionate rispettivamente, lungo la parete esterna della seconda metà della curva e del canale d'uscita ed in prossimità della parete del setto divisorio del condotto d'uscita, verrà descritta in modo accurato e dettagliato nel capitolo 9.

Le distribuzioni riportate in Fig. 7.8 relative alla *leading wall* mostrano caratteristiche molto simili a quelle ottenute da Kim et al. (2007a) (Fig. 2.63a e b).

Nella Fig. 7.9 sono riportate le distribuzioni del numero di Nusselt normalizzato sulla *trailing wall* per $Re=20000$ e Ro pari a 0.1, 0.2 e 0.3. Nella regione d'inversione, è possibile notare che le curve iso- Nu/Nu^* tendono ad avanzare nella prima metà della curva e ad insinuarsi nella seconda metà. Nel secondo angolo esterno della curva, si nota una regione ad elevato scambio termico che risulta essere adiacente, sulla parete frontale, ad una zona a basso scambio termico. Incrementando il *rotation number*, la zona ad elevati valori del Nu/Nu^* aumenta sia in intensità che in estensione mentre quella a basso scambio termico non sembra subire significative variazioni. Dalla distribuzione del Nu/Nu^* relativa a $Ro=0.2$ (Fig.

7.9b) si evidenziano, nel condotto d'uscita, due zone ad alto scambio termico: la prima è posizionata al centro del condotto d'uscita immediatamente a valle dell'uscita della curva; la seconda, invece, si trova a valle della prima, vicino la parete del setto divisorio. Entrambi queste zone all'aumentare del Ro aumentano di intensità e tendono a spostarsi verso monte (Fig. 7.9c). Anche per la *trailing wall*, le cause di natura fluidodinamica che determinano le zone ad elevato scambio termico verranno descritte dettagliatamente nel capitolo 9.

Anche le distribuzioni relative alla *trailing wall* (Fig. 7.9) sembrano avere diverse analogie, perlopiù di carattere qualitativo, con le distribuzioni ottenute da Kim et al. (2007a) (Fig. 2.63c e d).

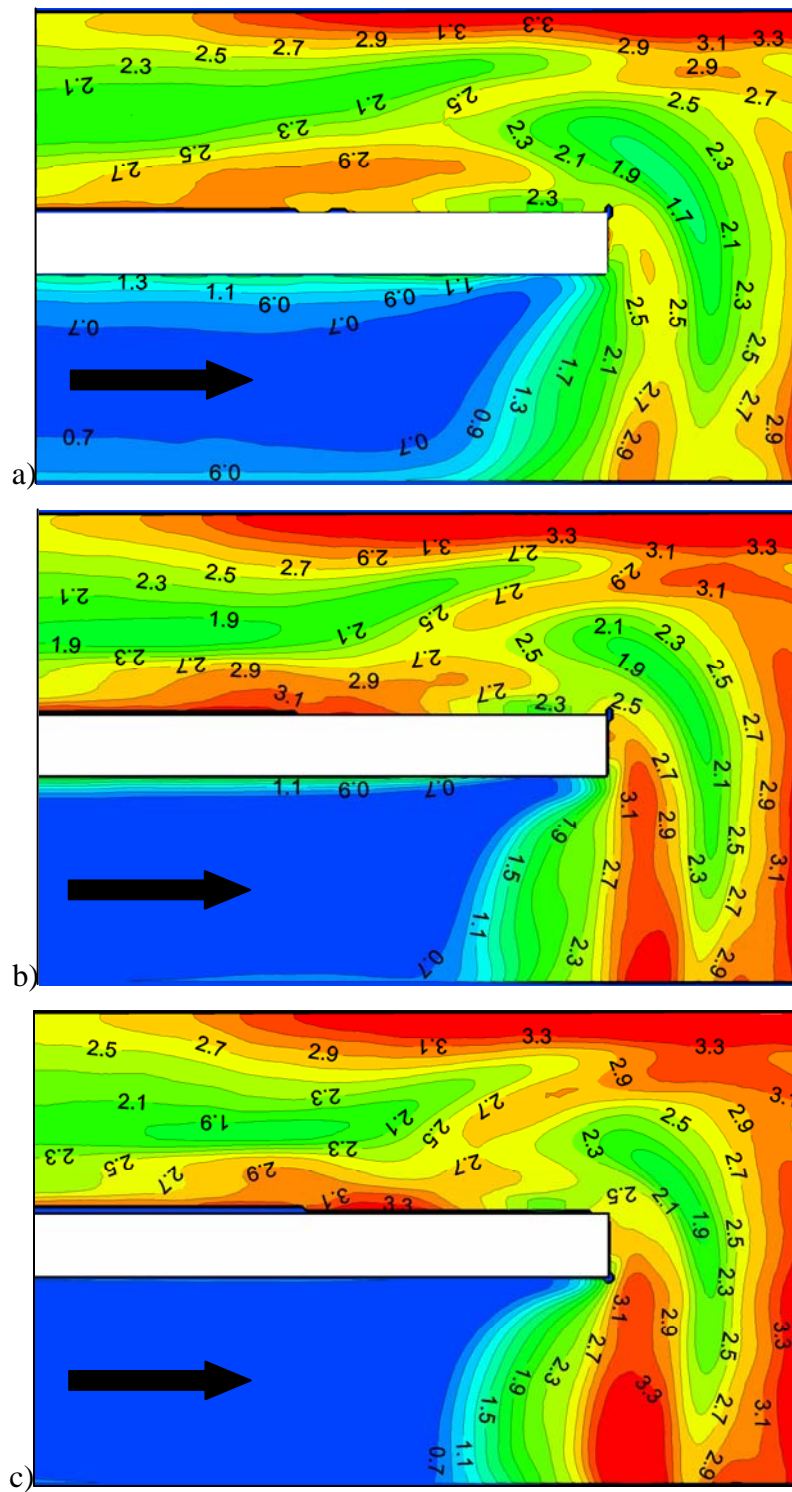


Fig. 7.8 Distribuzioni locali del numero di Nusselt normalizzato (Nu/Nu^*) per la *leading wall* ($Re=20000$): a) $Ro=0.1$, b) $Ro=0.2$, c) $Ro=0.3$.

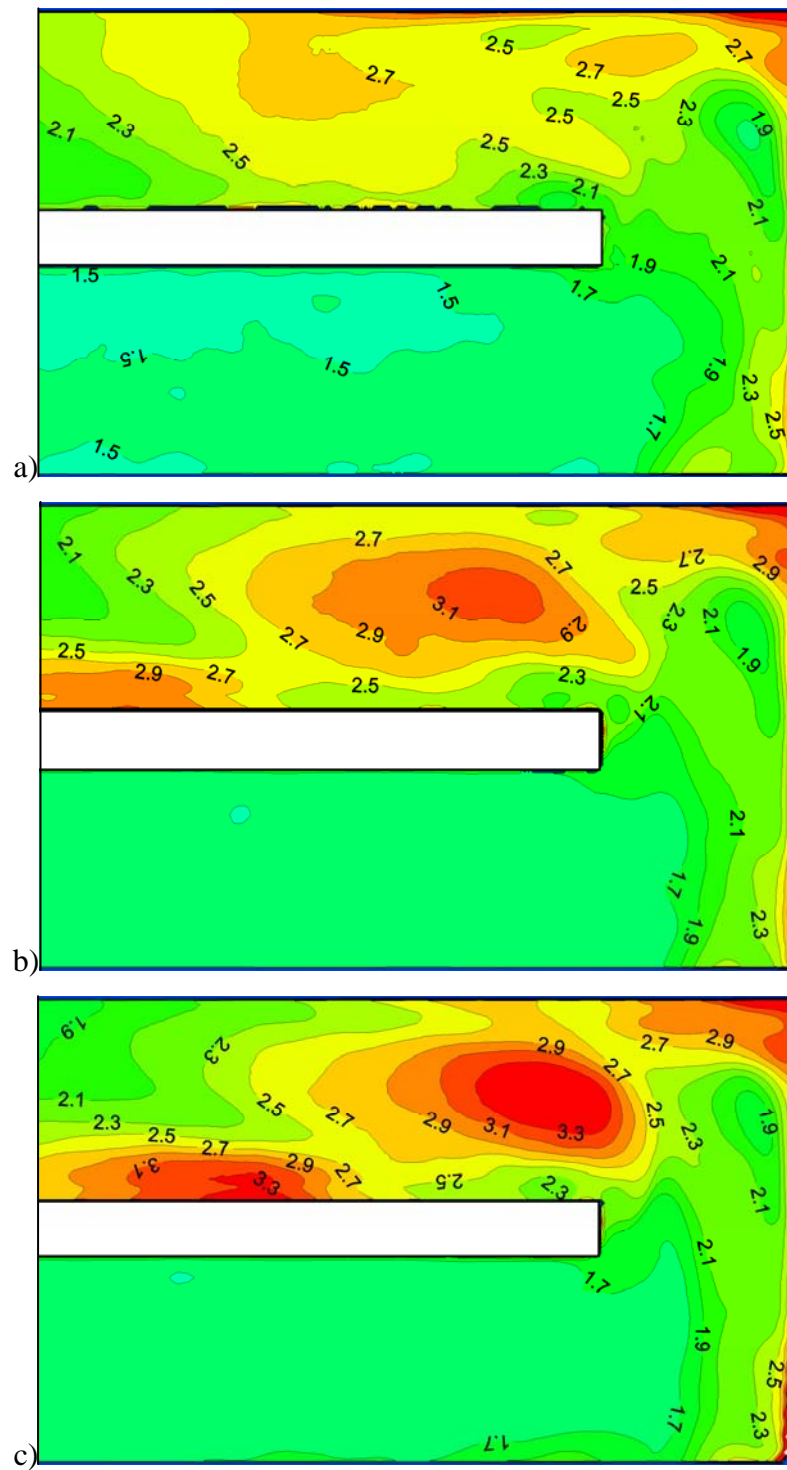


Fig. 7.9 Distribuzioni locali del numero di Nusselt normalizzato (Nu/Nu^*) per la *trailing wall* ($Re=20000$): a) $Ro=0.1$, b) $Ro=0.2$, c) $Ro=0.3$.

8 MISURE DI CAMPO DI MOTO

Nella prima parte di questo capitolo verranno illustrate le procedure sperimentali adottate per la misura dei campi di moto principale e secondario relativi al caso statico e rotante; nella seconda parte, invece, saranno analizzati e commentati i risultati sperimentali ottenuti. Nel caso statico le prove sono state condotte a $Re=20000$ mentre per il caso rotante sono stati simulati $Re=20000$ e $Ro=0.3$. Le distribuzioni delle componenti di velocità sono state adimensionalizzate rispetto alla velocità di *bulk* (U_b).

8.1 Procedura sperimentale

La Fig. 8.1 mostra uno schema della regione di prova, il sistema di coordinate adottato e l'asse di rotazione; mentre in Fig. 8.2 sono riportate le rispettive posizioni di telecamera e piano di luce laser utilizzati per misurare il campo di moto principale (Fig. 8.2a), ed il campo di moto secondario sia nella curva (Fig. 8.2b) che nel canale d'ingresso e d'uscita (Fig. 8.2c).

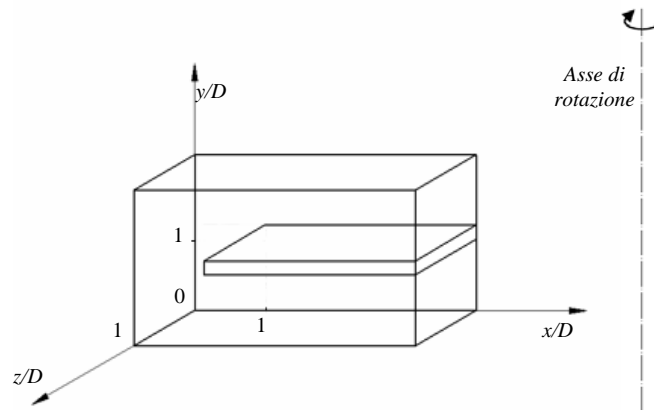


Fig. 8.1 Schema della regione di prova.

Le lame di luce laser che illuminano i diversi piani di indagine sono state posizionate grazie all'ausilio di riferimenti millimetrati posizionati sulle superfici esterne del canale di prova e ad una slitta micrometrica sulla quale è stata sistemata la lente cilindrica del laser. In particolare i riferimenti millimetrati, oltre a consentire l'individuazione del piano illuminato ha permesso di misurare e regolare anche lo spessore della lama di luce laser.

Nel caso statico, al fine di avere un'informazione molto dettagliata dell'evoluzione del campo di moto principale e di verificare la simmetria del flusso all'interno del canale, lungo la direzione z sono stati investigati 29 piani differenti disposti, a partire da $z/D=0.03$ fino a $z/D=0.97$, con passo costante pari a $0.03D$. Sulla scorta delle considerazioni fatte al par. 5.3.4,

si è scelto per la lama di luce laser uno spessore (s) di circa 1 mm mentre il ritardo impostato tra i due impulsi laser (Δt) è di $2000\mu\text{s}$.

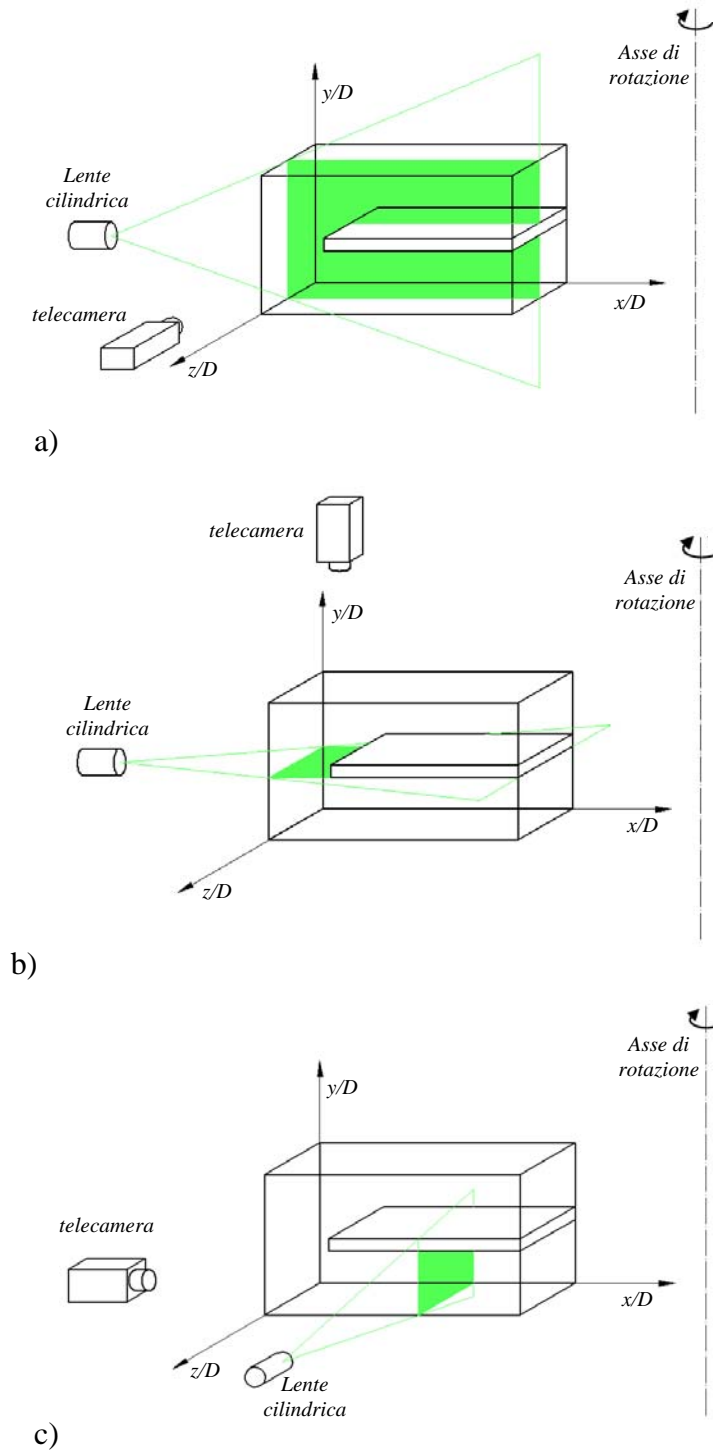


Fig. 8.2 Posizioni di piano di luce laser e telecamera utilizzate per studiare il campo di moto principale a) ed il campo di moto secondario nella curva b) e nel canale d'uscita c)

L'indagine del campo di moto secondario, nel caso statico, si è svolta effettuando misure nel piano della curva, in prossimità del setto (piano parallelo a xz a $y/D=1$), ed in 13 piani posizionati lungo il condotto di uscita (piani paralleli a yz) a partire da $x/D=1$ fino a $x/D=3$

con passo $0.17D$. Per l'analisi del moto secondario nella curva e nel condotto d'uscita, al fine di evitare una eccessiva fuoriuscita delle particelle dal piano illuminato, sono stati utilizzati uno spessore della lama maggiore ($s=1.5mm$) ed un ritardo tra i 2 impulsi laser più piccolo ($\Delta t=700\mu s$) rispetto a quelli utilizzati per l'analisi del campo di moto principale.

Nel caso di canale in rotazione, per lo studio del moto principale è stata eseguita una scansione, costituita da 11 piani, a partire da $z/D=0.08$ fino a $z/D=0.92$ con passo $0.08D$; dalla Fig. 8.1 si osserva che, in base al sistema di coordinate adottato ed al verso di rotazione, il piano posto a $z/D=0.08$ rappresenta il piano più vicino alla *leading wall* ($z/D=0$) mentre quello posizionato a $z/D=0.92$ è quello più prossimo alla *trailing wall* ($z/D=1$). La scelta dello spessore della lama e del ritardo tra i due impulsi laser da utilizzarsi per l'analisi del campo di moto principale nel caso di canale rotante è stata decisamente più complessa. Infatti, con la messa in rotazione del canale, si incrementa la probabilità che i piani di luce laser, relativi ai due impulsi, vadano ad illuminare piani differenti generando due immagini scarsamente correlate fra loro. Per ovviare a questo inconveniente si è utilizzata una lama di luce spessa circa $1.5mm$ ed un Δt pari a $350\mu s$. Infatti volendo simulare un $Ro=0.3$ per $Re=20000$, si ha che la velocità di rotazione del canale è di circa 17giri/min ; per tale valore della velocità angolare il Δt e lo spessore della lama utilizzati hanno consentito di ottenere una sovrapposizione tra le due lame di luce laser di almeno un millimetro.

Per lo studio del campo di moto secondario nel caso rotante sono stati presi in considerazione il piano posto nella regione d'inversione ($y/D=1$), 6 piani disposti nel canale d'uscita tra $x/D=1$ ed $x/D=3$ ed, al fine di comprendere meglio l'evoluzione del flusso secondario nella regione d'inversione, è stato misurato anche il campo di moto secondario nel piano posto all'ingresso della curva ($x/D=1$). Al contrario del caso statico, i sei piani analizzati nel condotto d'uscita non sono equidistanti; infatti, alcuni di questi sono stati addensati nelle zone di maggior interesse ai fini dell'evoluzione del fluido. Per l'analisi del campo di moto secondario nel caso rotante è stata utilizzata una lama di luce avente lo stesso spessore di quella usata nel caso statico ed un Δt che risulta la metà di quello relativo al caso statico ($350\mu s$). Questa scelta è stata il frutto di diversi tentativi sperimentali atti ad individuare un Δt ed uno spessore di lama di luce laser che costituiscano il miglior compromesso tra un elevato grado di correlazione tra le due immagini e spostamenti relativamente elevati.

Allo scopo di stabilire la numerosità del campione N di immagini PIV, tale da garantire la convergenza statistica per la media e per le fluttuazioni delle tre componenti di velocità

relative sia al caso statico che rotante, è stata condotta un'indagine analoga a quella effettuata da Son et al. (2002).

Su un campione costituito da 1000 immagini, relative al campo di moto principale ed acquisite sia nel caso statico che rotante, è stato effettuato uno studio statistico che è consistito nel calcolare le variazioni delle componenti u , v della velocità media, adimensionalizzate rispetto alla U_b , e della loro deviazione standard in funzione del numero di immagini. Le grandezze sopra citate sono state valutate nei 7 punti del canale indicati in Fig. 8.3.

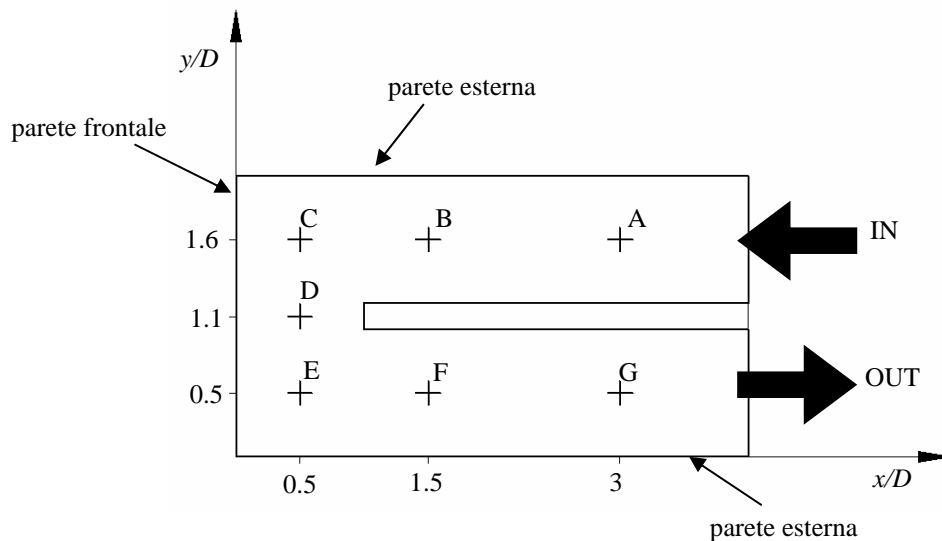


Fig. 8.3 Posizioni dei punti di misura utilizzati nell'indagine di convergenza statistica (campo di moto principale).

Questa indagine, effettuata su ognuno dei piani investigati sia nel caso statico che rotante, ha permesso di caratterizzare ogni piano con 4 grafici, nei quali sono riassunti rispettivamente le misure della u/U_b , v/U_b , deviazione standard di u/U_b e deviazione standard di v/U_b , effettuate sui 7 punti mostrati in Fig. 8.3.

Dall'esame dei grafici, relativi a tutti i piani investigati sia nel caso statico che rotante, è stato possibile notare che le componenti della velocità media u e v raggiungono il valore asintotico dopo circa 300 immagini, mentre le fluttuazioni delle deviazioni standard di u e v solo dopo 700 immagini. Da questa analisi è stato possibile dedurre che un campione di 1000 immagini è sufficiente sia per lo studio delle componenti della velocità media che per le statistiche di turbolenza relative al campo di moto principale. A titolo di esempio nelle Fig. 8.4 e Fig. 8.5 vengono riportati i grafici riguardanti il piano medio ($z/D=0.5$) relativi rispettivamente al caso statico e rotante.

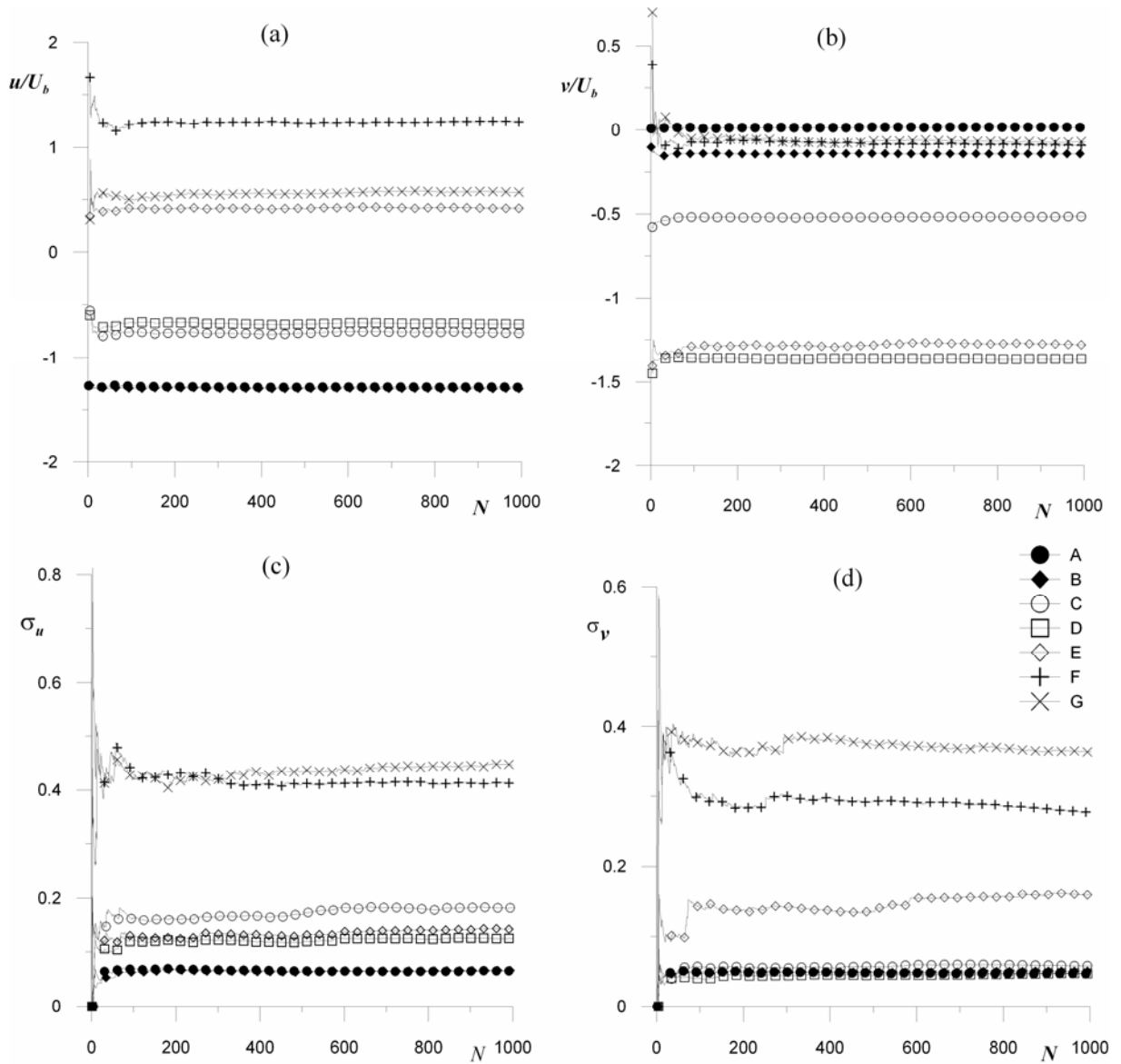


Fig. 8.4 Convergenza statistica ($Re=20000$, $Ro=0$ e $z/D=0.5$): a) u/U_b , b) v/U_b , c) deviazione standard di u/U_b (σ_u), d) deviazione standard di v/U_b (σ_v).

Dai grafici di Fig. 8.4 (caso statico a $Re=20000$) si può osservare che il valore di u/U_b valutato nei punti di misura situati nel condotto di ingresso è sempre leggermente maggiore dell'unità. Questo risultato è in accordo con la formula empirica ricavata dai risultati sperimentali di J. Nikuradse (Schlichting H. (1979)) il quale ha analizzato i flussi turbolenti in canali lisci per diversi Re ricavando la relazione:

$$\frac{U_b}{u} = \frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)}$$

dove n dipende dal Re ($n=6$ per $Re=4000$, $n=7$ per $Re=100000$).

Un'analogia indagine è stata condotta anche su un campione di 1000 immagini relative al campo di moto secondario sia per il caso statico che rotante. In questo caso sono state

diagrammate, in funzione del numero di immagini, le componenti v e w della velocità media e le rispettive deviazioni standard in 5 punti, disposti come in Fig. 8.6., appartenenti ai piani secondari (ortogonali alla direzione del moto) investigati.

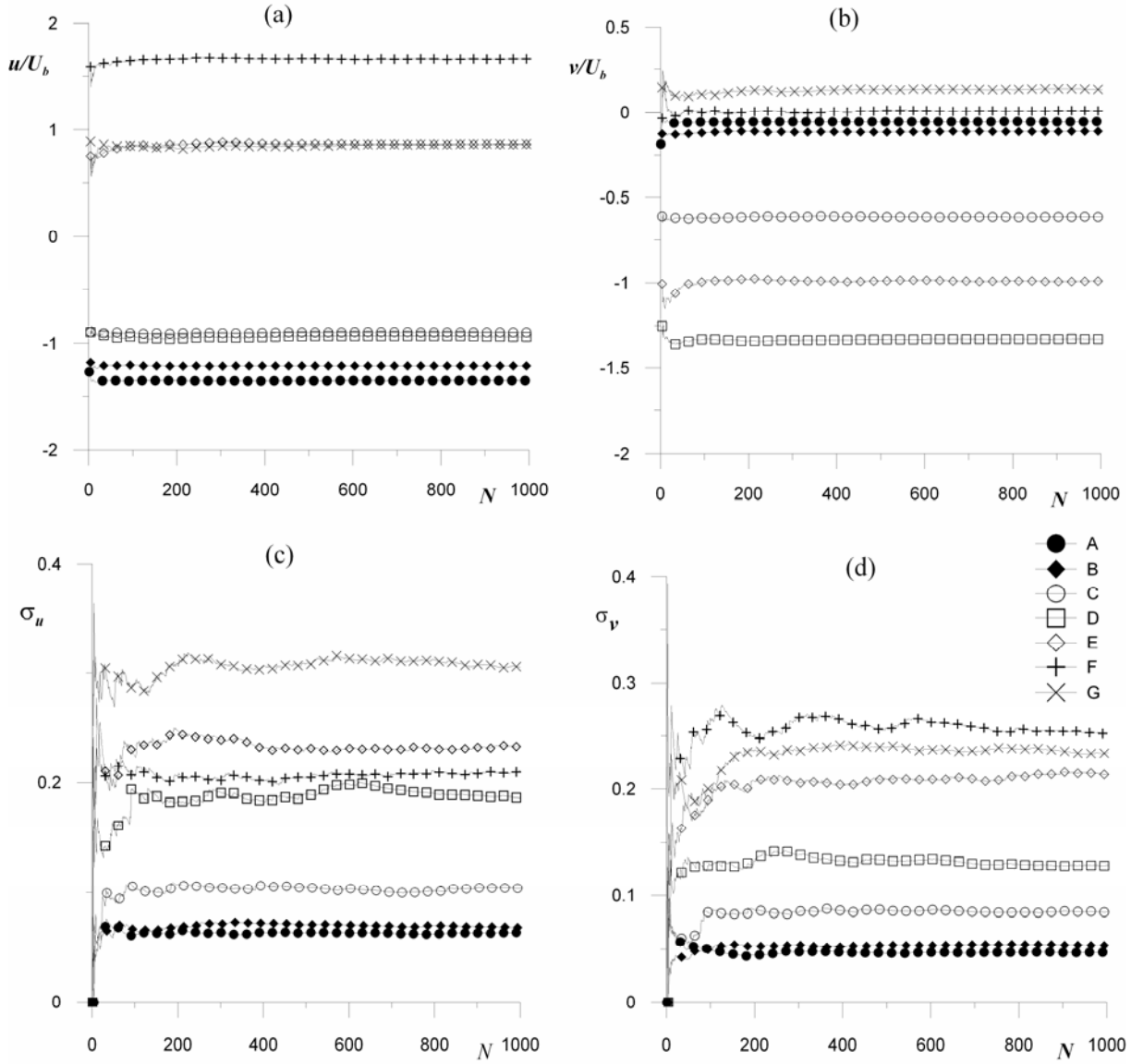


Fig. 8.5 Convergenza statistica ($Re=20000$, $Ro=0.3$ e $z/D=0.5$): a) u/U_b , b) v/U_b , c) deviazione standard di u/U_b (σ_u), d) deviazione standard di v/U_b (σ_v).

A valle dell'analisi dei grafici relativi a tutti i piani secondari indagati è stato possibile verificare che, anche per il campo di moto secondario sia nel caso statico che rotante, la convergenza statistica delle componenti v e w della velocità media viene raggiunta per un numero di immagini superiore a 400 mentre quella relativa alle fluttuazioni la si raggiunge per un numero di immagini maggiori di 800. A titolo di esempio nelle Fig. 8.7 e Fig. 8.8 vengono riportati i grafici riguardanti il campo di moto secondario misurato nel condotto d'uscita a $x/D=1$ relativi rispettivamente al caso statico e rotante.

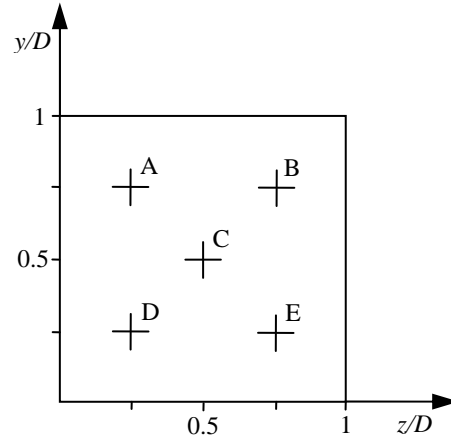


Fig. 8.6 Posizioni dei punti di misura utilizzati nell'indagine di convergenza statistica (campo di moto secondario).

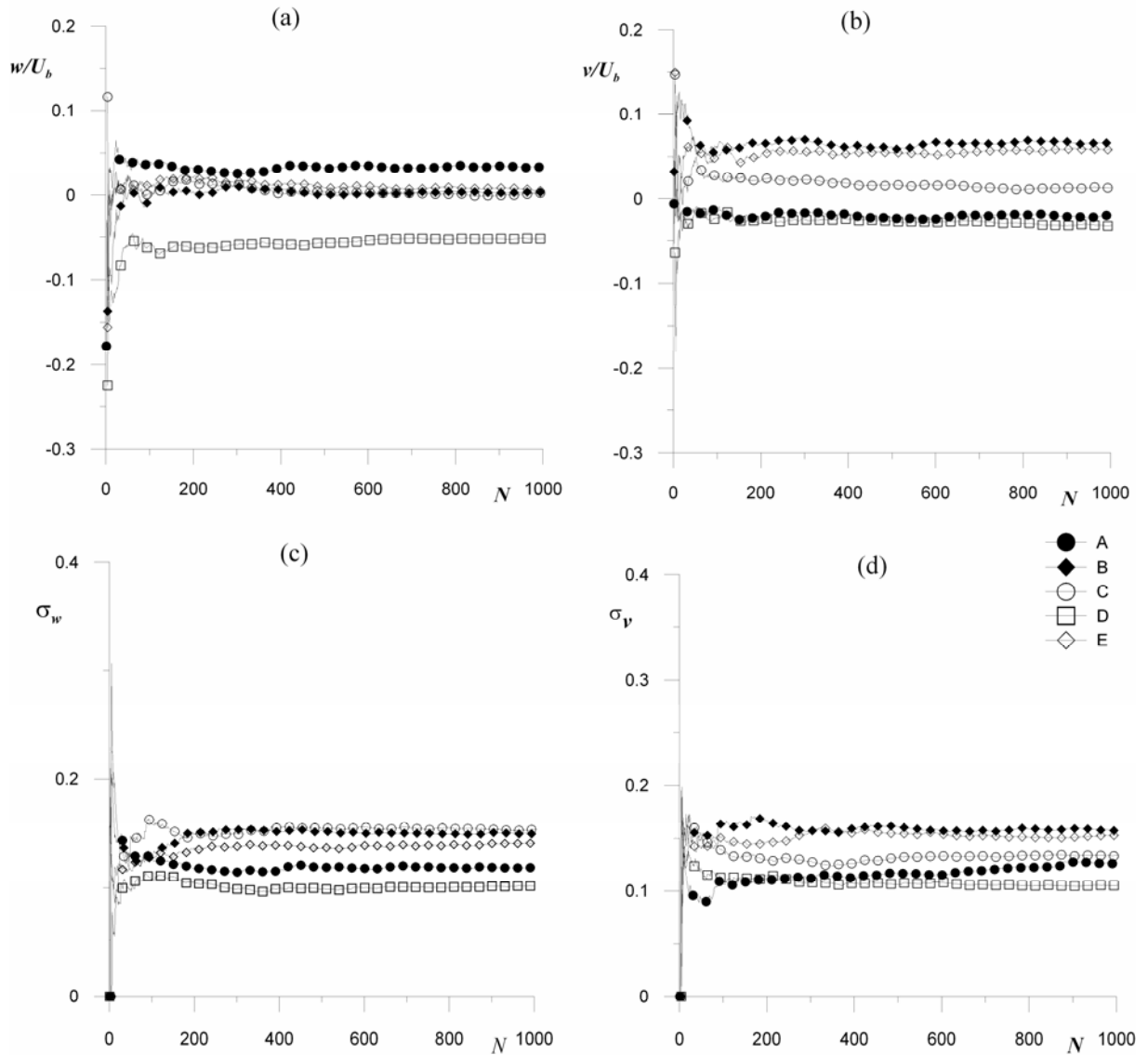


Fig. 8.7 Convergenza statistica ($Re=20000$, $Ro=0$ e $x/D=1$): a) u/U_b , b) v/U_b , c) deviazione standard di u/U_b (σ_u), d) deviazione standard di v/U_b (σ_v).

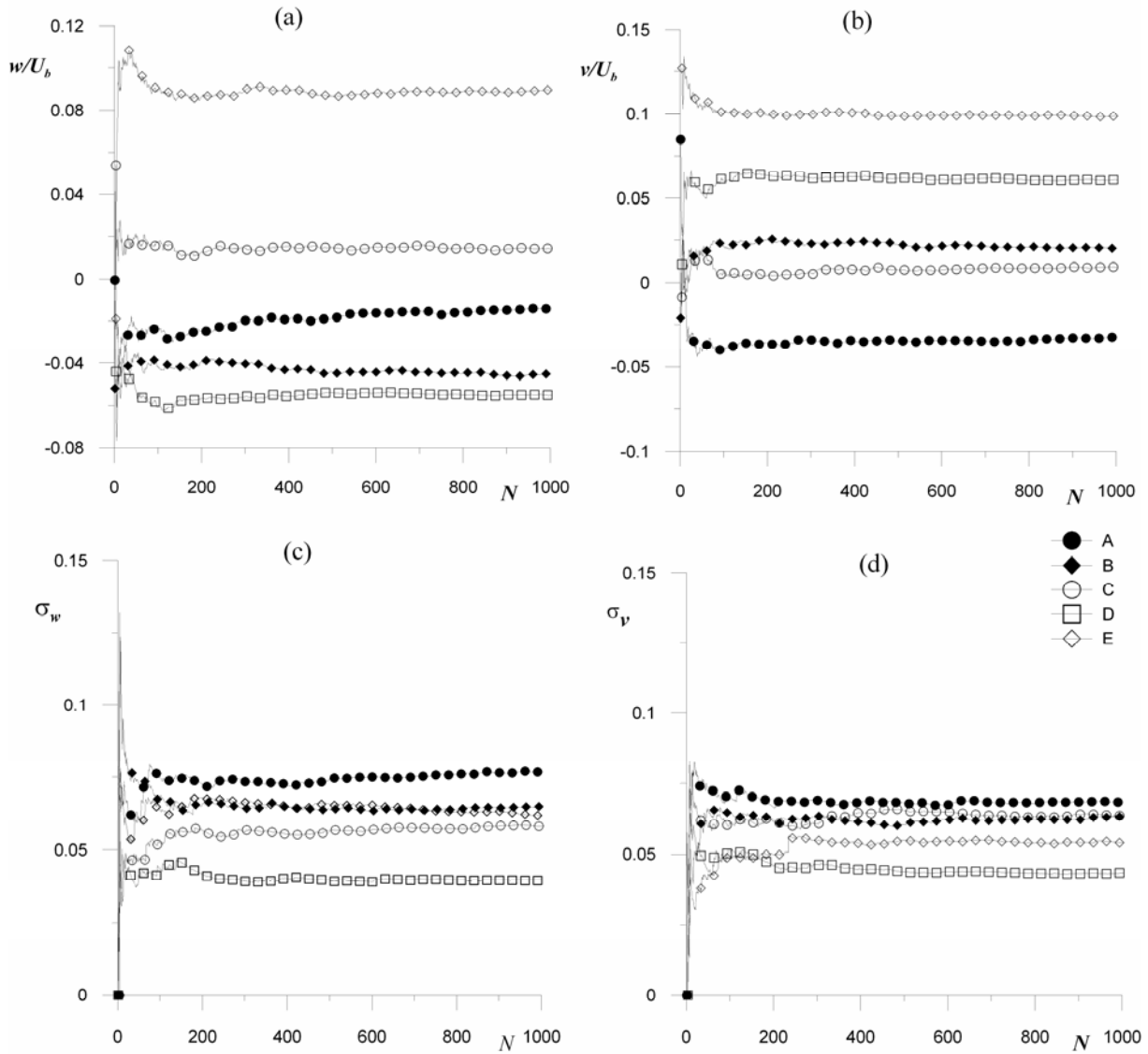


Fig. 8.8 Convergenza statistica ($Re=20000$, $Ro=0.3$ e $x/D=1$): a) u/U_b , b) v/U_b , c) deviazione standard di u/U_b (σ_u), d) deviazione standard di v/U_b (σ_v).

Le distribuzioni della componente di velocità w lungo l'asse z , nel caso di canale in rotazione, sono state ottenute mediante la seguente relazione:

$$w = w_1 - w_2$$

dove w_1 rappresenta la distribuzione della velocità media ottenuta dalle 1000 immagini acquisite a $Re=20000$ e $Ro=0.3$; mentre w_2 è la distribuzione che si ottiene mediando le velocità relative a 100 immagini acquisite con il fluido all'interno del canale in quiete e con la stessa velocità angolare e lo stesso ritardo tra i due impulsi laser impiegati per realizzare $Ro=0.3$.

8.2 Risultati sperimentali

8.2.1 Campo di moto principale: $Re=20000$ e $Ro=0$

8.2.1.1 Distribuzioni della componente di velocità media u

La Fig. 8.9 mostra le distribuzioni della componente u di velocità con le linee di corrente sovrapposte per $Re=20000$ e $Ro=0$ relative ad i piani investigati più significativi ai fini della comprensione dell'evoluzione del campo di moto principale. Le mappe sono state disposte affiancando piani equidistanti dal piano medio ($z/D=0.5$), al fine di mettere in evidenza la simmetria del campo di moto. Dalla Fig. 8.9 si osserva che le distribuzioni della u e le linee di corrente di coppie di piani simmetrici sono molto simili. Oltre alle similitudini riscontrabili analizzando le singole coppie di piani, si può vedere che anche l'evoluzione del campo di moto nelle due metà del canale (partendo dal piano medio $z/D=0.5$ e spostandosi verso le due pareti laterali a $z/D=0.03$ e a $z/D=0.97$) segue lo stesso andamento. Le leggere differenze che si possono notare tra piani simmetrici sono imputabili alle lievi imprecisioni commesse nel posizionamento del fascio di luce laser. Un'ulteriore conferma sulla simmetria del campo di moto, all'ingresso della regione di prova, la si può ottenere andando a considerare la distribuzione della componente u della velocità media nel piano ortogonale alla direzione del flusso e posto a due diametri idraulici a monte della sezione d'ingresso della curva (Fig. 8.10). Questa distribuzione è stata ottenuta estraendo, da ciascuno dei 29 piani investigati, il profilo di velocità medio relativo al canale d'ingresso ad $x/D=3$. In virtù della simmetria del flusso, nei commenti alle distribuzioni delle componenti di velocità si farà riferimento solo ai piani compresi tra $x/D=0.03$ ed $x/D=0.5$.

Nel condotto d'ingresso per il piano $z/D=0.5$ (Fig. 8.9), è possibile osservare la presenza di un debole gradiente di velocità perpendicolare alla direzione principale del flusso che tende a scomparire al diminuire di z/D , cioè spostandosi verso la parete. Nel condotto d'ingresso, in prossimità della curva, si può individuare, in tutte le mappe riportate in Fig. 8.9 un gradiente di velocità diretto dalla parete esterna verso quella interna, dovuto alla zona a bassa pressione presente sull'apice del setto generata dalla curvatura del flusso.

La mappa relativa al piano di simmetria ($z/D=0.5$, Fig. 8.9) mostra, nella prima metà della curva, una graduale diminuzione della componente u che si annulla in prossimità della parete frontale. Nella stessa zona è possibile anche notare un “*impinging flow*” che determina la biforcazione del flusso e conseguentemente la formazione di una bolla di ricircolo, posta in

prossimità del primo angolo esterno, che aumenta di dimensione fino al piano $z/D=0.23$. Nella mappa relativa al piano $z/D=0.03$ si rileva la scomparsa di questa bolla di ricircolo e la zona caratterizzata da valori quasi nulli della componente u , che nei piani precedenti era posizionata in prossimità della parete frontale, subisce un forte spostamento verso monte. Questi due fenomeni appena descritti sono associati all'effetto getto che si verifica sulla prima parte della parete frontale della curva. Infatti nel piano $z/D=0.03$ si osserva, nella prima metà della curva, la presenza di un flusso controcorrente, leggermente più intenso verso la parete esterna del canale d'ingresso, che costringe il flusso proveniente dal canale d'ingresso ad attraversare la regione d'inversione con una curvatura più accentuata.

Nel piano $z/D=0.5$ si osserva sulla parete esterna della seconda metà della curva un “*impinging flow*” che determinando una biforcazione del flusso genera una bolla di ricircolo, più piccola di quella posizionata in prossimità del primo angolo esterno, che, in questo caso, risulta più evidente solo nei piani posti a $z/D=0.13$ e 0.23 .

Dalla mappa relativa al piano $z/D=0.03$, nel condotto d'uscita è possibile vedere una zona di ricircolo molto estesa situata subito a valle del secondo angolo interno della curva e che si estende, per circa 1.5 diametri idraulici, lungo la parete del setto divisorio. Spostandosi verso il piano di simmetria del canale, il vortice attenua la sua intensità ed il suo centro tende a spostarsi a valle, verso la parte centrale del condotto d'uscita. Nei piani centrali ($z/D=0.43$ e 0.5) si rileva l'assenza della zona di riattacco del flusso a valle della bolla di ricircolo, mentre spostandosi verso le pareti, diviene sempre più evidente.

Le distribuzioni riportate in Fig. 8.9 mostrano nel condotto d'uscita la presenza di due zone con alti valori della componente u . La prima, contraddistinta da valori positivi, è posizionata lungo la parete esterna; mentre quella a valori negativi, meno intensa della precedente, si trova nelle vicinanze della parete interna. Muovendosi dalle pareti laterale verso il piano di simmetria la zona a valori positivi subisce una riduzione sia di intensità che di dimensione mentre quella a valori negativi sembra subire sostanzialmente un aumento di dimensione.

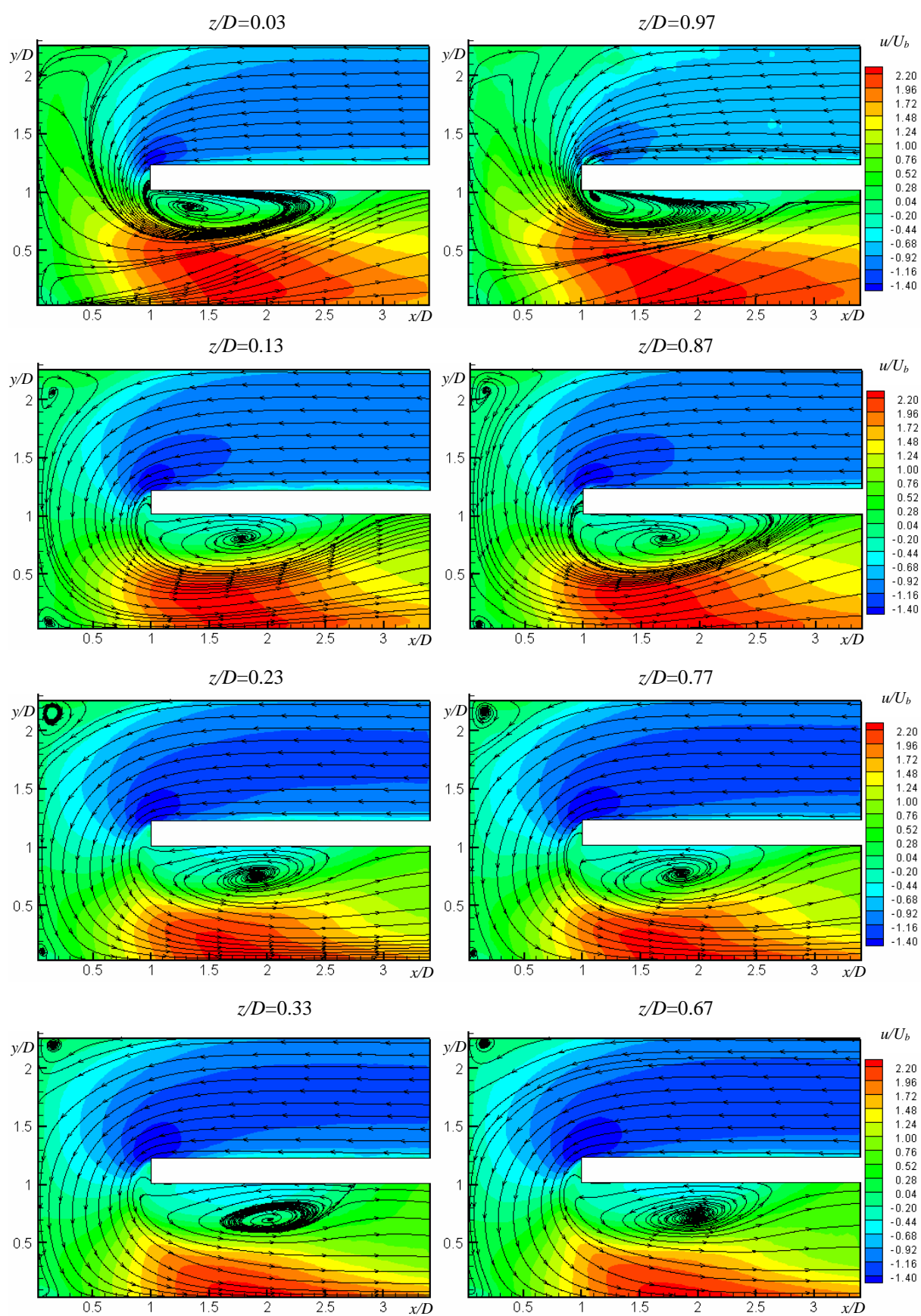


Fig. 8.9 Distribuzioni della componente di velocità u ($Re=20000$ e $Ro=0$).

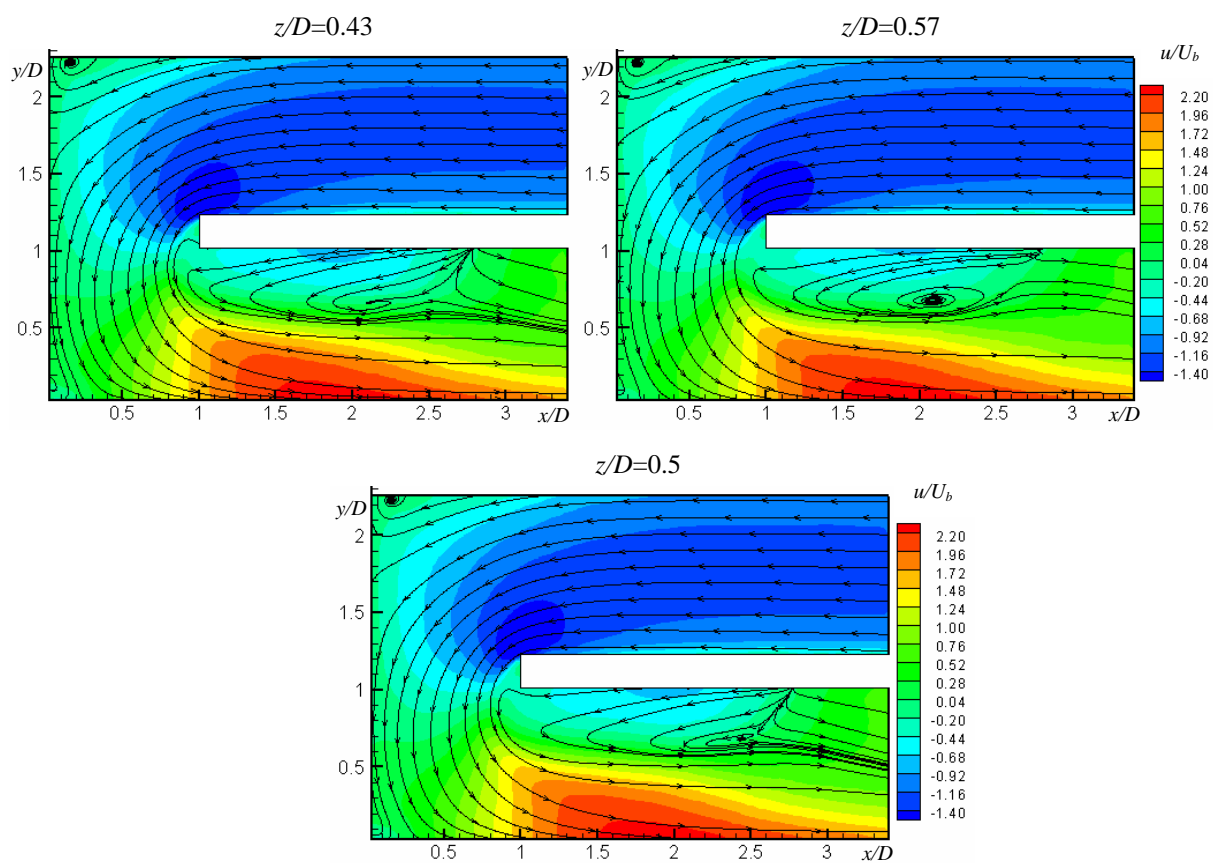


Fig. 8.9 Continuo.

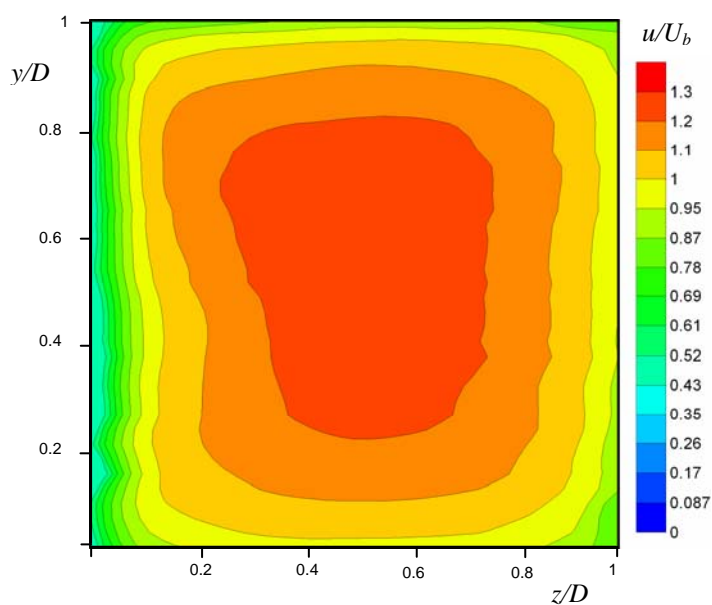


Fig. 8.10 Ricostruzione della distribuzione della componente di velocità u ($Re=20000$ e $Ro=0$) nel piano normale alla direzione del flusso posto nel canale d'ingresso a $x/D=3$.

8.2.1.2 Distribuzioni della componente di velocità media v

La Fig. 8.11 mostra le distribuzioni della componente v di velocità con le linee di corrente sovrapposte per $Re=20000$ e $Ro=0$; al fine di evidenziare anche la simmetria delle distribuzioni della componente v di velocità, le mappe sono state disposte con lo stesso criterio utilizzato in Fig. 8.9.

In tutte le mappe di Fig. 8.11 è possibile vedere nel canale d'ingresso che la v assume valori molto bassi. In prossimità della curva, il gradiente di velocità diretto dalla parete esterna verso quella interna è dovuto, anche in questo caso, alla presenza della zona a bassa pressione presente sulla sommità del setto divisorio. In prossimità delle pareti laterali ($z/D=0.03$) si osserva una zona ad alti valori negativi di v che all'aumentare di z/D , cioè muovendosi verso il piano di simmetria, si espande giungendo ad interessare quasi l'intera seconda parte della curva. Dalla mappa relativa al piano $z/D=0.03$ si rileva, nella seconda parte della curva e nel condotto d'uscita una zona molto estesa caratterizzata da elevati valori positivi della v . Al contrario di quella negativa, sia la sua intensità sia la sua dimensione, spostandosi verso il piano di mezzeria subiscono una forte diminuzione fino alla totale estinzione nel piano $z/D=0.5$.

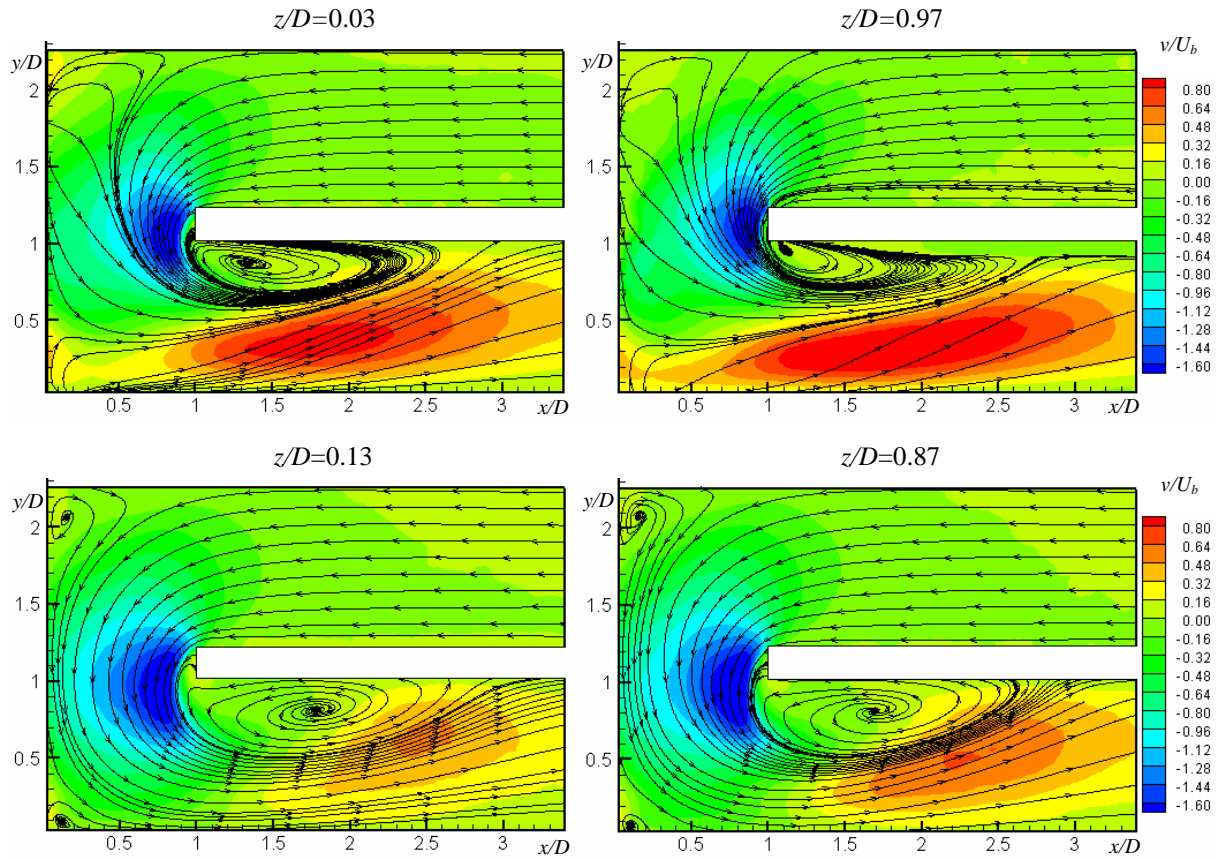


Fig. 8.11 Distribuzioni della componente di velocità v ($Re=20000$ e $Ro=0$).

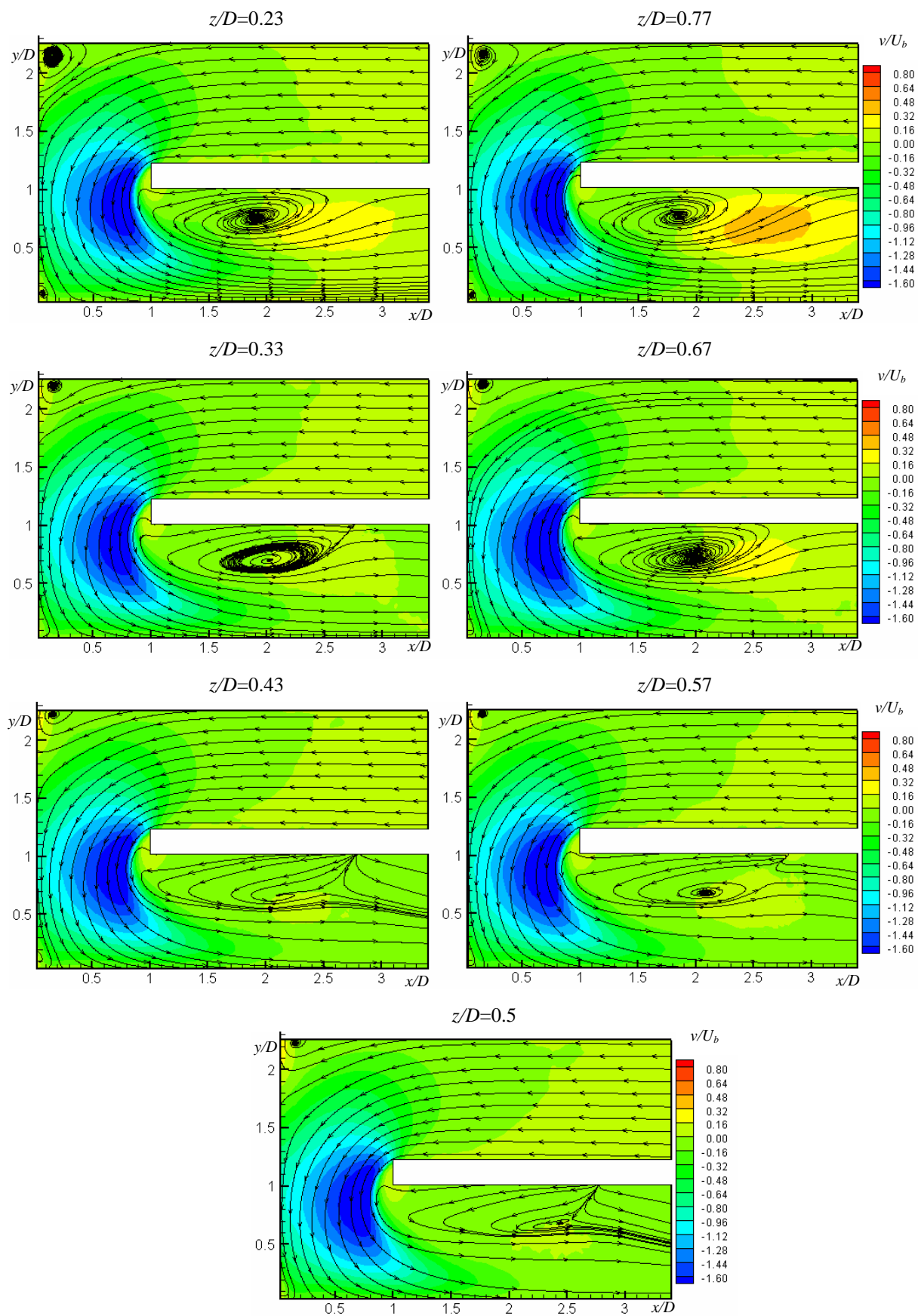


Fig. 8.11 Continuo

8.2.2 Campo di moto secondario: $Re=20000$ e $Ro=0$

In questo paragrafo verrà descritto il campo di moto secondario che si genera nella curva e nel canale d'uscita nel caso statico.

Le figure Fig. 8.12, Fig. 8.13 ed Fig. 8.14 riportano una ricostruzione tridimensionale del canale di prova, dove nella regione d'inversione sono state inserite rispettivamente le linee di corrente e le distribuzioni delle componenti w e u della velocità media relative al piano $y/D=1$; mentre nel condotto d'uscita, sono state disposte rispettivamente le linee di corrente e le distribuzioni delle componenti w e v della velocità media relative ai diversi piani investigati. Al fine di favorire la comprensione dell'evoluzione del campo di moto secondario lungo la direzione del flusso si è reso necessario disporre i vari piani investigati senza rispettare la scala degli assi del sistema di riferimento adottato e suddividere la ricostruzione tridimensionale del canale di prova in due parti: la prima (Figure Fig. 8.12a, Fig. 8.13a ed Fig. 8.14a) comprende la curva e la prima parte del condotto d'uscita ($1 < x/D < 2$), mentre la seconda (Figure Fig. 8.12b, Fig. 8.13b ed Fig. 8.14b) riguarda la seconda parte del canale d'uscita ($2 < x/D < 3$).

L'analisi del campo di moto secondario, nel canale d'uscita, è stata condotta su 13 piani, a due a due equidistanti, posizionati tra $x/D=1$ (apice del setto) ed $x/D=3$.

Dalla Fig. 8.12a è possibile notare, nella regione d'inversione ($y/D=1$), la formazione dei vortici contro-rotanti di Dean generati dal gradiente di pressione dovuto alle forze centrifughe presenti in questa zona. La formazione di questi vortici è anche favorita dall'effetto getto, descritto al par. 8.2.1.1, che ha luogo sulla parete frontale della prima parte della curva, e che genera, nella stessa regione, un “*reverse flow*” che lambisce le due pareti laterali del canale (Fig. 8.9, $z/D=0.03$). Questi due vortici, i cui centri sono posizionati in prossimità dei due angoli esterni, sono schiacciati sulle pareti laterali e si estendono lungo queste per circa mezzo diametro idraulico. Ciò giustifica la distribuzione della v che è stata misurata in prossimità delle pareti laterali (Fig. 8.11, $z/D=0.03$). Infatti la presenza dei vortici di Dean lungo le pareti laterali provocano un rallentamento del flusso, nella direzione verticale (y), spostandosi dall'apice del setto verso la parete frontale della curva. Questo rallentamento si attenua spostando il piano principale verso il piano di mezzeria ossia allontanandosi dai vortici.

I vortici di Dean persistono nel canale d'uscita; infatti essi sono presenti anche nel piano posto all'uscita della curva ($y/D=1$, Fig. 8.12a), in prossimità degli angoli formati dalla parete esterna con le due pareti laterali. Nello stesso piano, in prossimità della parete interna, è possibile osservare una “*sorgente*” che è generata dall'impatto tra il “*reverse flow*” della

bolla di ricircolo posta subito a valle della curva ed il flusso che sta attraversando la seconda parte della curva. Nel piano a $x/D=1.17$ si vede un'altra coppia di vortici contro-rotanti posizionati vicino agli angoli formati dalla parete del setto con le due pareti laterali. Questi due vortici, costituenti il “*reverse flow*” della bolla di ricircolo presente nel condotto d'uscita, tendono ad aumentare di dimensioni nei piani $x/D=1.33$, 1.5 e 1.67 ; mentre nei piani successivi tendono ad avvicinarsi riducendo le proprie dimensioni fino a scomparire nel piano posto a $x/D=2.33$ (Fig. 8.12b). La coppia di vortici contro-rotanti posizionata, nel condotto d'uscita, vicino agli angoli formati dalla parete esterna con le due laterali tende, lungo la direzione del flusso a partire da $x/D=1$, a spingere sempre più marcatamente il fluido, in prossimità delle due superfici laterali, verso la parete interna ed, allo stesso tempo, a diminuire la propria intensità ed estensione. Infatti nel piano $x/D=2.33$ si rileva sia la scomparsa di tali vortici che il riattacco del flusso sulla parete interna nelle immediate vicinanze delle superfici laterali. Il comportamento della coppia di vortici contro-rotanti posizionata verso la parete esterna sembra giustificare la zona ad elevati valori della componente v che è stata misurata nei piani principali più vicini alle pareti (Fig. 8.11). Come già osservato da Son et al. (2002) il fenomeno del riattacco del flusso a valle della bolla di ricircolo del condotto d'uscita interessa le zone della parete interna spostate verso le due pareti laterali.

Il campo di moto secondario misurato nei piani posti a $x/D=2.33$ e 2.5 (Fig. 8.12b) è caratterizzato dalla presenza di due flussi simmetrici che partono dalla superficie esterna e dopo aver lambito le due pareti laterali si ricongiungono nuovamente sulla parete interna. In questa regione del canale d'uscita, si può ipotizzare, sulla parete interna, una biforcazione del flusso in direzione longitudinale. Infatti nei piani $x/D=2.33$ e 2.5 , cioè quasi a valle della bolla di ricircolo, i due flussi simmetrici si dirigono verso la parete interna, scontrandosi sulla parte centrale di questa. Questa collisione genera, a monte, la coppia di vortici contro-rotanti costituente, come già detto prima, il “*reverse flow*” della bolla di ricircolo del canale d'uscita; mentre a valle promuove la formazione di un'altra coppia di vortici contro-rotanti, meno intensi, che tende a posizionarsi al centro della sezione del canale (vedi piani posti a $x/D=2.83$ e 3). Tutto ciò che è stato fin qui detto giustifica, nei piani principali prossimi a quello di simmetria, l'assenza della regione di riattacco a valle della bolla di ricircolo del canale d'uscita (Fig. 8.9 e Fig. 8.11).

Le mappe delle componenti v , w relative al condotto d'uscita e quelle delle componenti u , w relative alla regione d'inversione riportate in Fig. 8.13 e Fig. 8.14 mostrano un comportamento simmetrico. Dalla Fig. 8.13a è possibile notare che, nella curva, la distribuzione della

w è contraddistinta dalla presenza di quattro zone con elevati valori assoluti; le prime due, più intense, si trovano in prossimità degli angoli della parete frontale mentre le altre due sono posizionate vicino agli angoli interni.

A causa della attenuazione del moto secondario, nella seconda parte del condotto d'uscita ($2 < x/D < 3$, Fig. 8.13b e Fig. 8.14b) si è reso necessario utilizzare delle scale ridotte rispetto a quelle adottate nella prima parte ($1 < x/D < 2$, Fig. 8.13a e Fig. 8.14a).

Anche i piani compresi tra $x/D=1$ ed $x/D=2.17$ (Fig. 8.13a e b) sono caratterizzati da quattro zone con valori assoluti molto intensi della w , ma in questo caso, le prime due sono posizionate vicino agli angoli esterni mentre le altre due si trovano al centro della sezione verso le due pareti laterali. A partire dal piano $x/D=1$, lungo la direzione del flusso, queste quattro zone divengono meno intense e riducono la loro estensione. Per $x/D > 2.17$ (Fig. 8.13b) le distribuzioni sono caratterizzate dalla nascita e dallo sviluppo di altre due zone ad alti valori assoluti della w , posizionate sulla parete interna, che si estendono lungo le superfici laterali.

Nella curva (Fig. 8.14a) è possibile osservare una regione con un elevato gradiente della componente di velocità u diretto dalla parete frontale verso l'apice del setto di separazione. Sulle pareti laterali si trovano due zone con elevati valori positivi u che persistono anche nel condotto d'uscita. Nei piani investigati nel primo diametro idraulico del canale d'uscita (Fig. 8.14a) queste zone aumentano di dimensione ed intensità mentre nel successivo diametro idraulico (Fig. 8.14b) esibiscono un comportamento opposto. La mappa della v relativa al piano $x/D=1$ (Fig. 8.14a) mostra, vicino alla parete esterna, una regione con valori negativi molto intensa avente due rami che si estendono verso gli angoli interni. Lungo la direzione del flusso questa zona subisce una graduale riduzione d'intensità ed una sostanziale variazione sia di forma che di posizione.

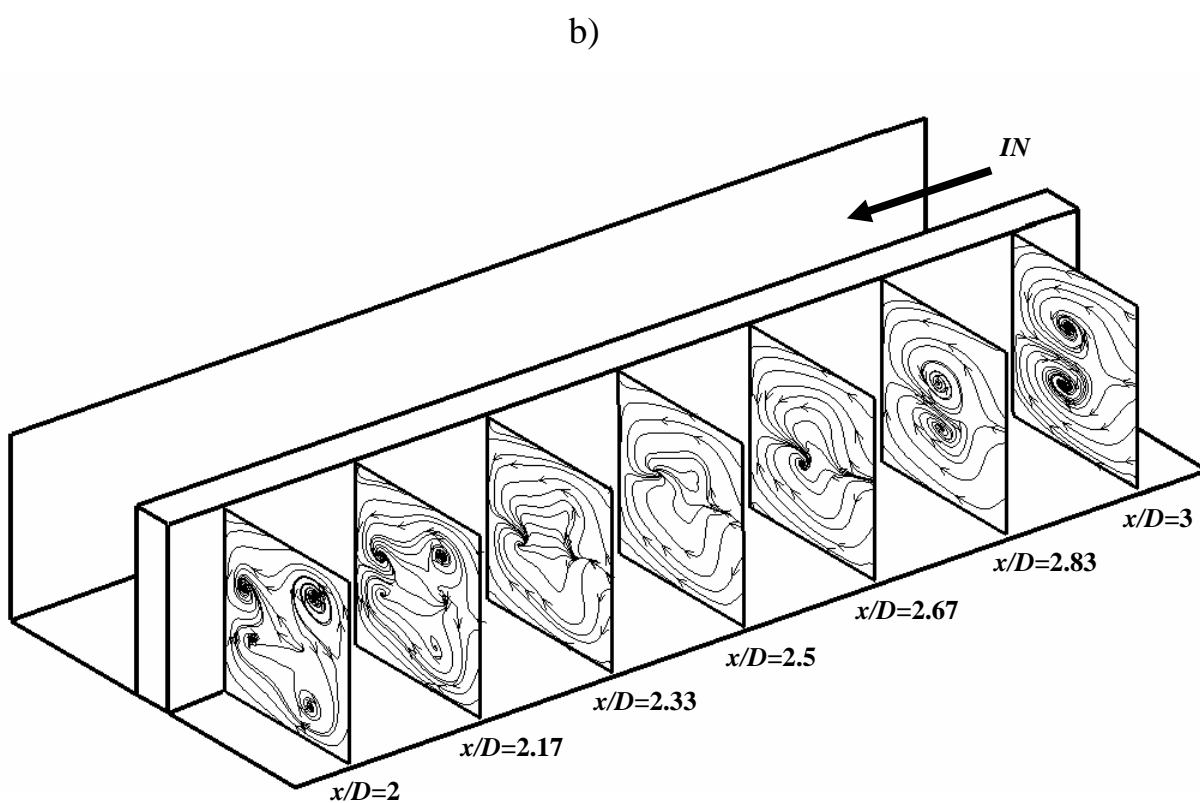
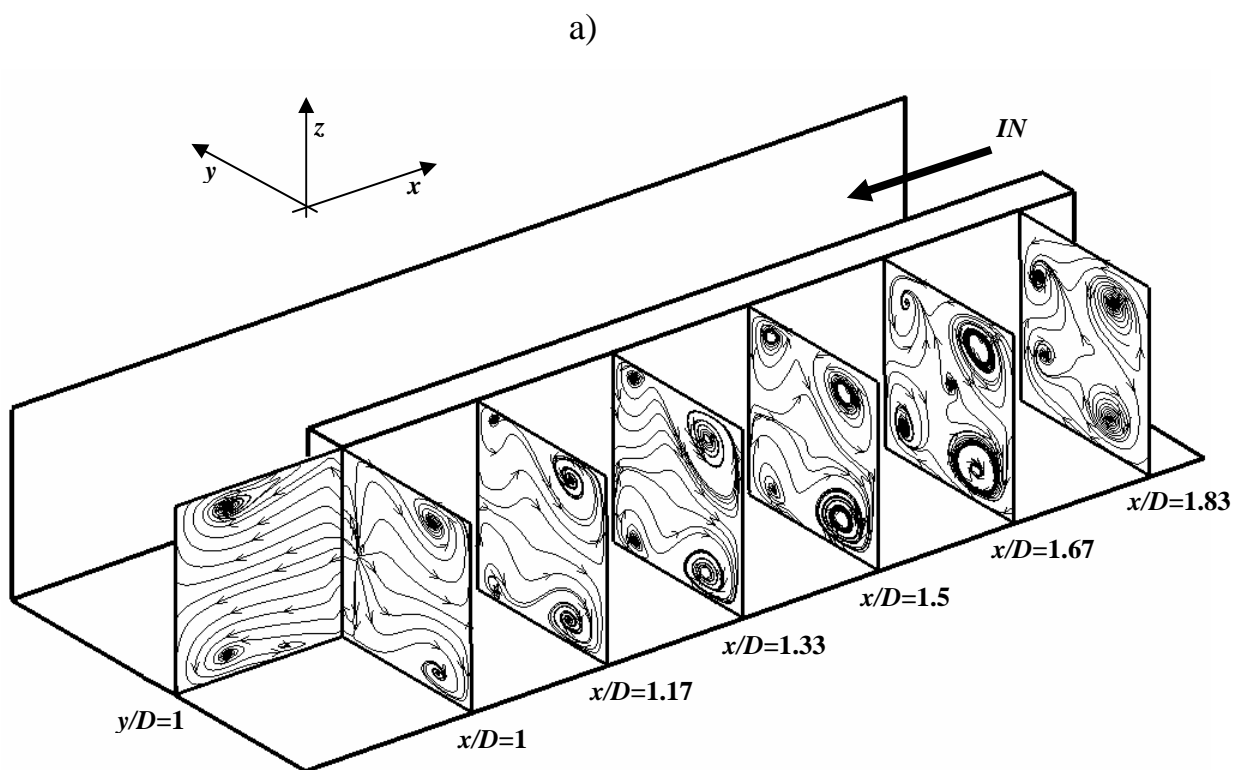


Fig. 8.12 Linee di corrente del campo di moto secondario ($Re=20000$ e $Ro=0$): a) regione d'inversione e condotto d'uscita ($1 < x/D < 1.83$), b) condotto d'uscita ($2 < x/D < 3$).

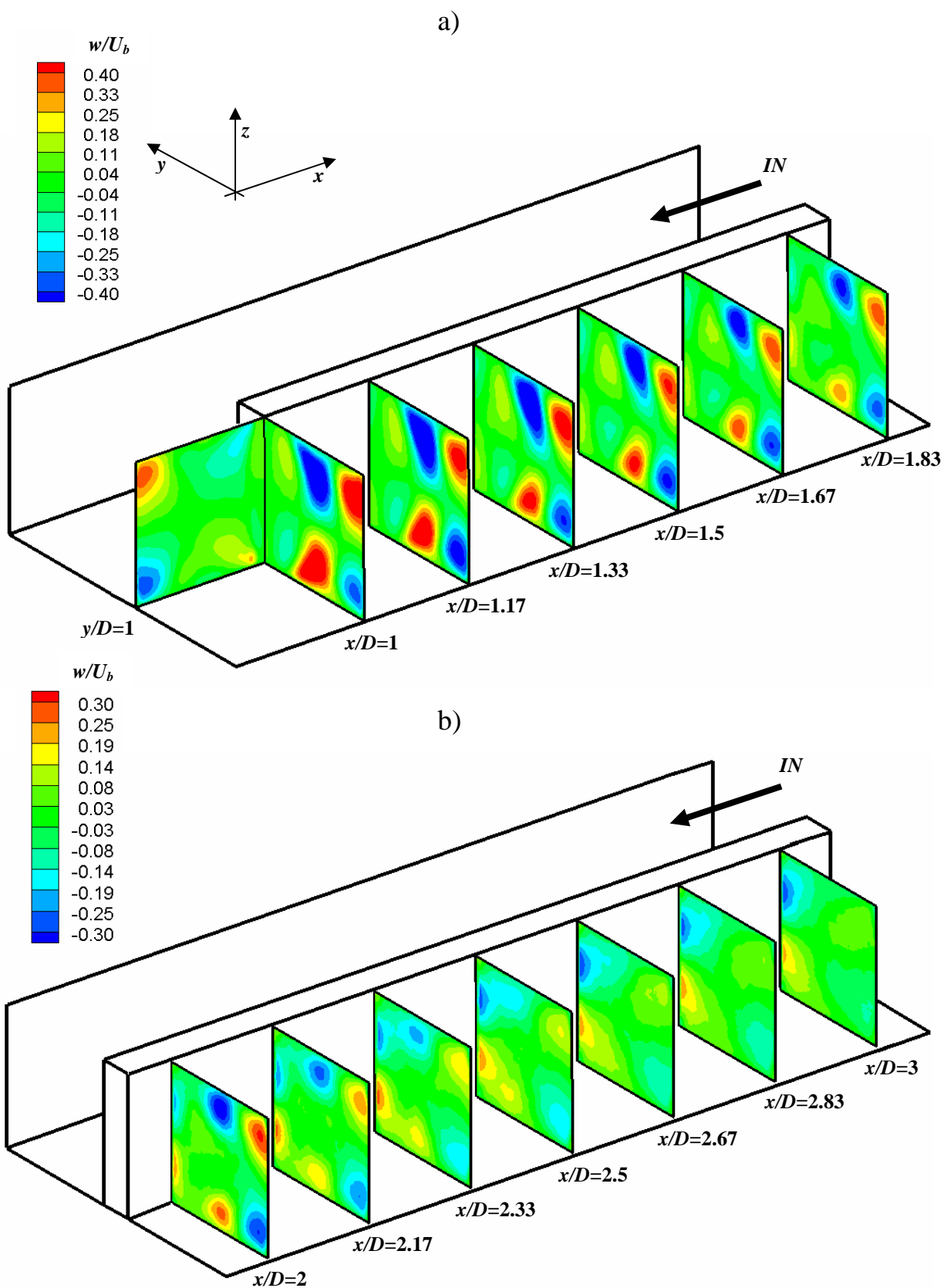


Fig. 8.13 Campo di moto secondario ($Re=20000$ e $Ro=0$): a) mappe della componente di velocità w nella regione d'inversione e nel condotto d'uscita ($1 < x/D < 1.83$), b) mappe della componente di velocità w nel condotto d'uscita ($2 < x/D < 3$).

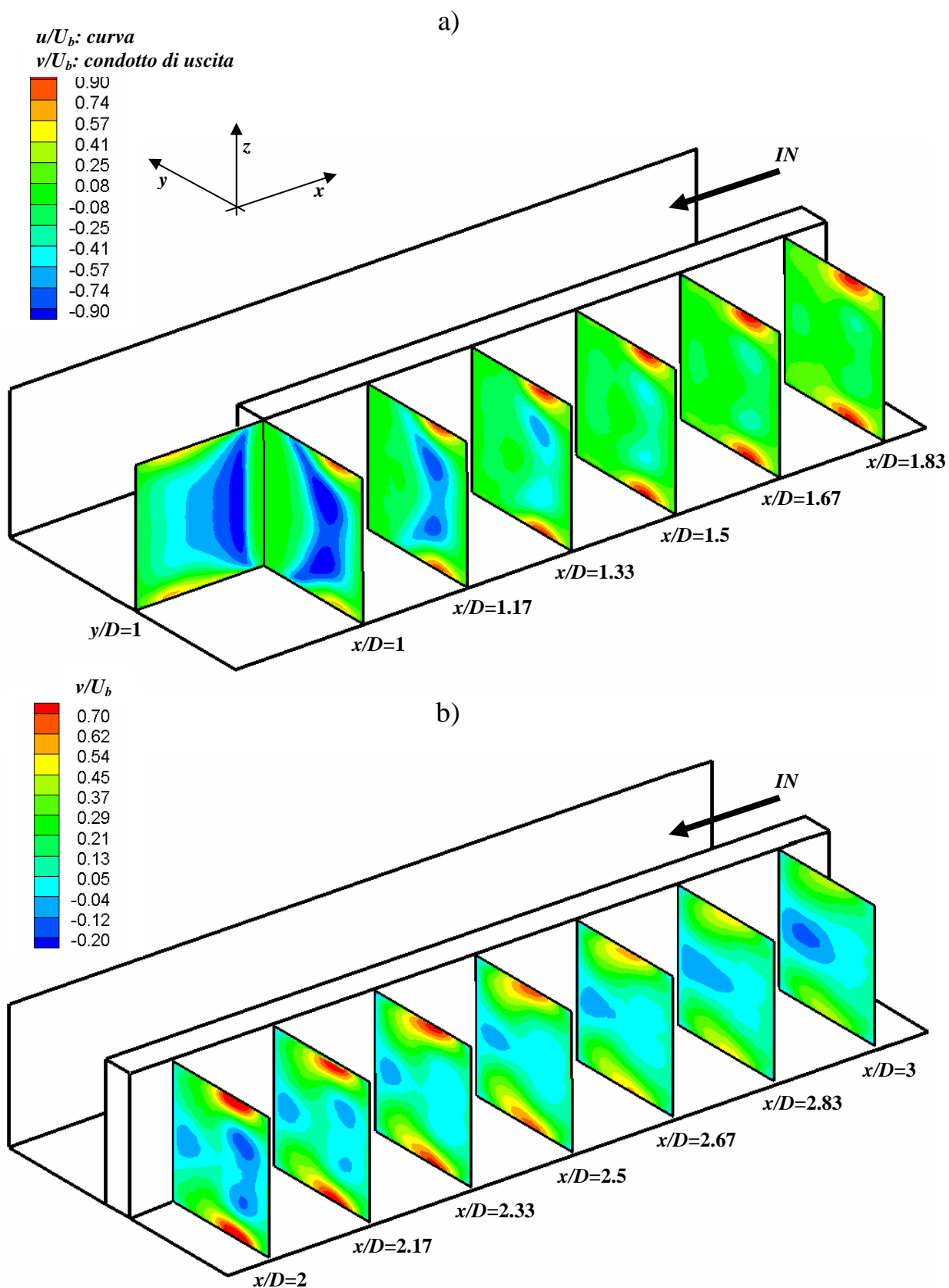


Fig. 8.14 Campo di moto secondario ($Re=20000$ e $Ro=0$): a) mappe della componente di velocità u nella regione d'inversione e della v nel condotto d'uscita ($1 < x/D < 1.83$), b) mappe della componente di velocità v nel condotto d'uscita ($2 < x/D < 3$).

8.2.3 Campo di moto principale: $Re=20000$ e $Ro=0.3$

8.2.3.1 Distribuzioni della componente di velocità media u

La Fig. 8.15 riporta le distribuzioni della componente di velocità u relative ai piani principali indagati nel caso di canale in rotazione. Nei piani più vicini alla *leading wall* ($z/D=0.08$ e $z/D=0.17$) si può notare che nel canale di ingresso la u è caratterizzata da valori piuttosto bassi e, lungo la direzione del flusso, diminuisce raggiungendo valori nulli all'ingresso della curva. In questa zona le linee di corrente curvano fortemente; e ciò è associato alla presenza, nella prima parte della curva, di un intenso flusso inverso diretto dalla parete frontale verso il canale di ingresso. Nella prima parte della curva, tra la parete frontale e l'apice del setto si nota la presenza di una zona caratterizzata da alti valori positivi della u . Questa zona è connessa ad un'area più estesa che occupa parte della seconda metà della curva e si estende fino ad interessare la prima parte del condotto di uscita.

Spostandosi verso la *trailing wall*, cioè incrementando z/D a partire da 0.17, nel condotto di ingresso, la u aumenta in intensità. Questo fenomeno è imputabile all'asimmetria del profilo di velocità indotta dalla forza di Coriolis. La zona a valore nullo della u , posizionata nei piani $z/D=0.08$ e 0.17 all'ingresso della curva, all'aumentare di z/D , si sposta verso la parete frontale; mentre le linee di corrente, provenienti dal canale d'ingresso, tendono ad avanzare nella prima parte della curva e ad insinuarsi nella seconda metà, facendo estinguere il flusso inverso presente nella prima metà della curva in prossimità della *leading wall*. La zona a valori positivi posizionata nel piano $z/D=0.08$ nella prima metà della curva viene sostituita, all'aumentare di z/D , da una a valori negativi che tende ad estendersi fino ad interessare, in prossimità della *trailing wall*, quasi interamente la prima parte della curva.

Spostandosi dalla *leading wall* verso il piano di simmetria del canale ($z/D=0.5$) si osserva, nel condotto di uscita, che l'area ad elevati valori positivi della u si riduce in dimensioni e si divide in tre aree distinte: la prima è posizionata sulla parete esterna dopo il secondo angolo esterno della curva, mentre la seconda e la terza sono situate nel canale di uscita rispettivamente al centro del condotto a $x/D=1.5$ e a valle vicino al setto divisorio a $x/D=3$. Nelle mappe di Fig. 8.15, a partire da $z/D=0.58$, è stato ridotto il massimo della scala in modo da rendere più evidente la presenza di queste zone che all'aumentare di z/D si indeboliscono.

Nei piani vicini alla *leading wall* ($z/D=0.08$ e 0.17), immediatamente a valle della curva sulla parete del setto divisorio si nota una bolla di ricircolo dalle dimensioni ridotte rispetto a quella vista nel caso statico. Muovendosi verso la *trailing wall* (da $z/D=0.25$ a $z/D=0.75$), il

centro della bolla di ricircolo si allontana dalla parete del setto rendendo sempre più evidente il “*reverse flow*” sulla parete del setto divisorio; mentre la zona di riattacco si sposta verso valle divenendo sempre meno definita. Nei piani più prossimi alla *trailing wall* ($z/D=0.83$ e 0.92) si rileva un brusca variazione della bolla di ricircolo. Infatti, il centro si porta nella seconda metà della curva ed il “*reverse flow*” diviene molto meno intenso. Nel condotto d’uscita, sulla parete del setto di separazione in corrispondenza di $x/D=2$, la forma delle linee di corrente ed i valori molto bassi della u , soprattutto nel piano $z/D=0.92$, potrebbero far ipotizzare una biforcazione del flusso.

Purtroppo i valori della velocità misurati nel canale d’ingresso, nei piani più vicini alla *trailing wall* ($z/D=0.83$ e 0.92), non sono molto affidabili. Infatti a causa delle caratteristiche del moto le particelle tendono a depositarsi sulla *trailing wall* facendo sottostimare l’effettiva velocità del fluido.

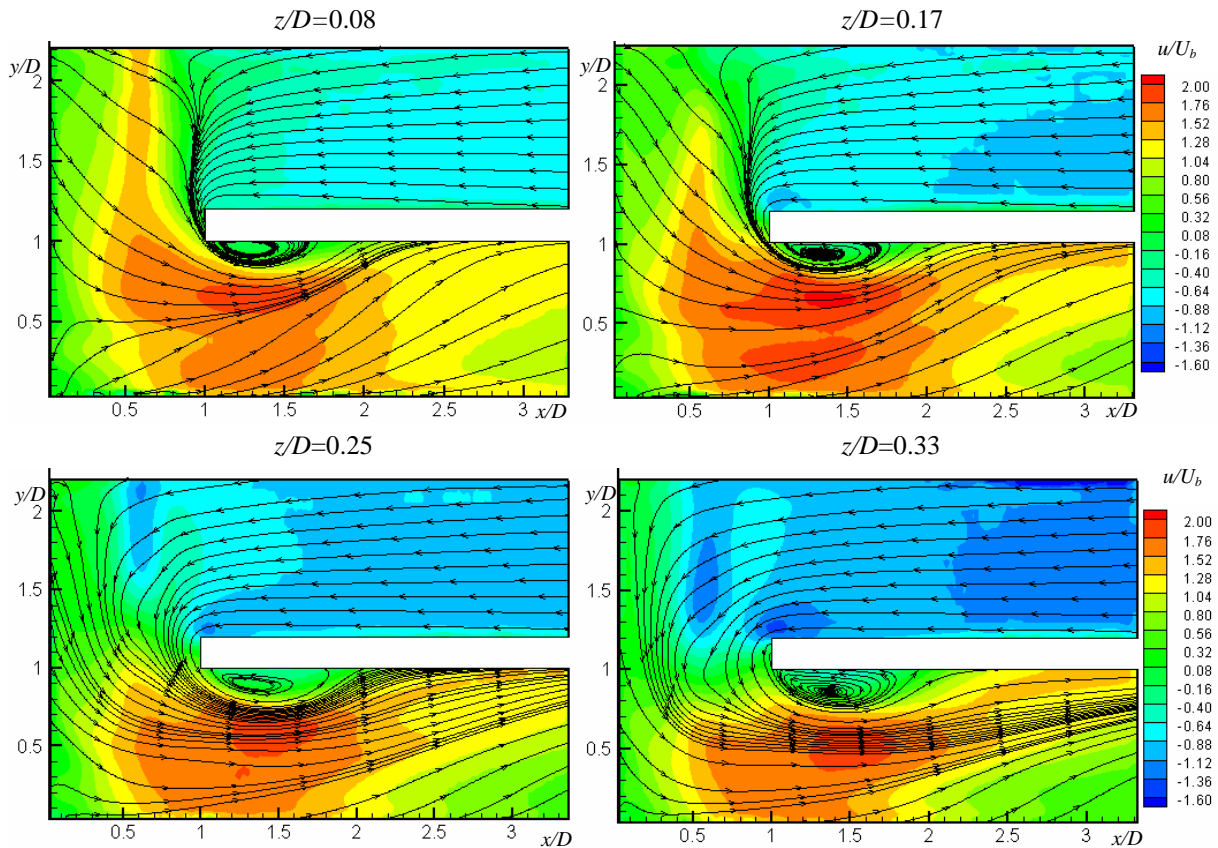


Fig. 8.15 Distribuzioni della componente di velocità u ($Re=20000$ e $Ro=0.3$).

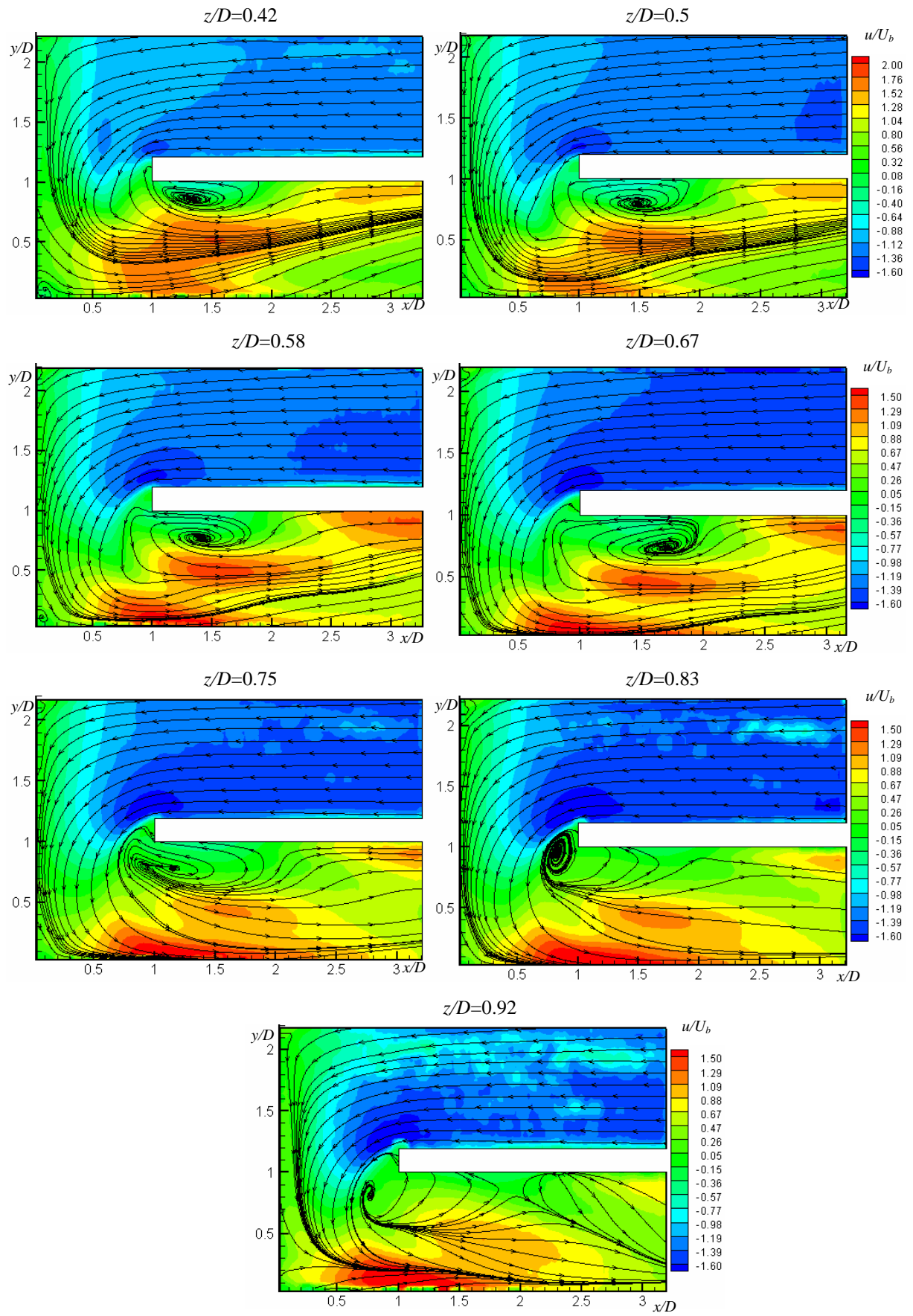


Fig. 8.15 Continuo

8.2.3.2 Distribuzioni della componente di velocità media v

La Fig. 8.16 mostra le distribuzioni della componente di velocità v relative ai piani principali indagati nel caso di canale in rotazione. In tutte le mappe riportate in Fig. 8.16 si può osservare che nel condotto di ingresso la v si mantiene prossima allo zero fino all'apice del setto. Nei piani più prossimi alla *leading wall* ($z/D=0.08$) è possibile notare che nella curva, in prossimità dell'apice del setto divisorio, è presente una zona a v negativa che al crescere di z/D , e quindi spostandosi verso la *trailing wall*, tende a spostarsi verso valle aumentando la sua intensità ed estensione fino ad occupare quasi interamente la seconda metà della curva ($z/D=0.92$). La stessa zona è caratterizzata da un'altra tendenza: dal piano $z/D=0.17$ l'area ad alta velocità si divide in due aree distinte, una situata sull'apice del setto e l'altra più spostata verso la parete frontale al centro del curva. Fino al piano $z/D=0.33$ queste due aree si mantengono divise per poi ricongiungersi nuovamente a partire dal piano $z/D=0.42$.

Nel piano $z/D=0.08$ nella seconda metà della curva (Fig. 8.16), a partire dalla parete frontale è possibile individuare una zona ad elevati valori positivi di v che si estende verso valle tendendo ad occupare l'intera sezione del condotto d'uscita. All'aumentare di z/D questa zona decresce in intensità spostandosi leggermente a valle e nel piano $z/D=0.33$ si divide in due aree¹: la prima, situata in prossimità della parete esterna del condotto d'uscita, tende a risalire a monte ($z/D=0.5$) e ad estinguersi completamente nel piano $z/D=0.75$; mentre la seconda, posizionata al di sotto del setto divisorio a valle della bolla di ricircolo ($z/D=0.33$), si sposta a valle indebolendosi fino al piano $z/D=0.67$, e poi risale a monte fino all'apice del setto divenendo più intensa nel piano $z/D=0.92$.

¹ Nei piani $z/D=0.17$ e $z/D=0.25$ sono state effettuate due riduzioni del massimo della scala al fine di rendere più evidente l'evoluzione della distribuzione della componente di velocità v . Le mappe relative ai piani compresi tra $z/D=0.33$ e $z/D=0.92$ sono riportate tutte con la stessa scala.

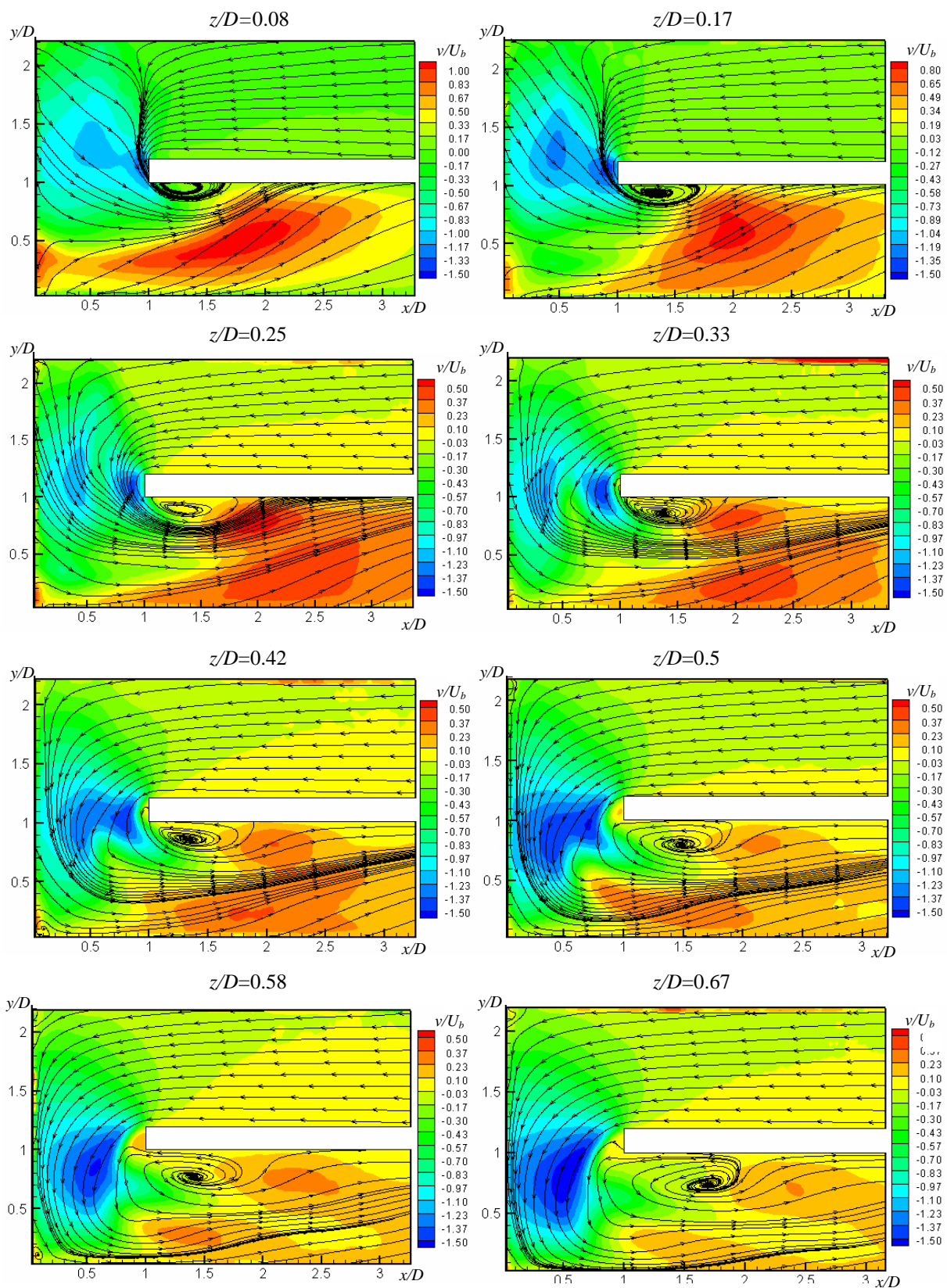


Fig. 8.16 Distribuzioni della componente di velocità v ($Re=20000$ e $Ro=0.3$).

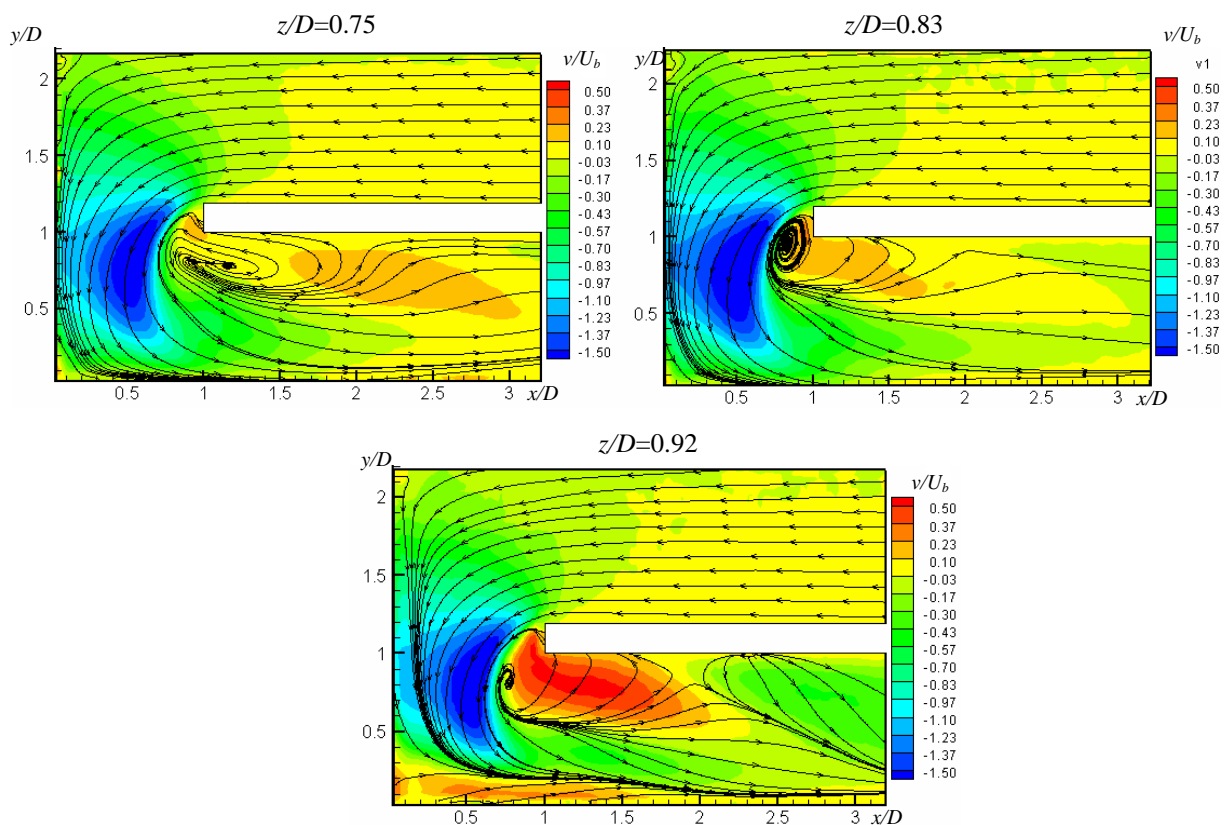


Fig. 8.16 Continuo

8.2.4 Campo di moto secondario: $Re=20000$ e $Ro=0.3$

In questo paragrafo verrà descritto il campo di moto secondario che si genera nella curva e nel canale d'uscita nel caso rotante.

Le figure Fig. 8.17a, Fig. 8.18a e Fig. 8.19a riportano una ricostruzione tridimensionale del canale di prova, dove nella regione d'inversione sono state inserite rispettivamente le linee di corrente e le distribuzioni delle componenti w e u della velocità media relative al piano $y/D=1$; mentre nel condotto d'uscita, sono state disposte rispettivamente le linee di corrente e le distribuzioni delle componenti w e v della velocità media relative ai diversi piani investigati. Anche in questo caso, al fine di favorire la comprensione dell'evoluzione del campo di moto secondario lungo la direzione del flusso si è reso necessario disporre i vari piani investigati senza rispettare la scala degli assi del sistema di riferimento adottato. Le figure Fig. 8.17b, Fig. 8.18b e Fig. 8.19b riportano rispettivamente le viste frontali delle linee di corrente e delle distribuzioni delle componenti di velocità w e v relative alle sezioni di ingresso ed uscita della curva.

Nella regione d'inversione (Fig. 8.17a), il campo di moto misurato nel piano posto a $y/D=1$ risulta profondamente diverso da quello misurato nel caso statico. Infatti il campo di

moto è contraddistinto dalla presenza di un unico vortice posizionato verso la *leading wall*. Questo vortice potrebbe avere origine dal fatto che, essendo nel canale d'ingresso il profilo di velocità asimmetrico con valori più elevati nelle vicinanze della *trailing wall*, sulla parete frontale della prima parte della curva si genera una zona, spostata verso la *trailing wall*, dove ha luogo una biforcazione asimmetrica del flusso. La maggior parte del flusso, a partire dalla zona di biforcazione, si muove, secondo una traiettoria elicoidale, prima sulla parete frontale poi sulla *leading wall* generando il vortice visualizzato nel piano $y/D=1$.

Il campo di moto misurato all'ingresso della curva ($x/D=1$, lato sinistro di Fig. 8.17b) sembra avvalorare la genesi, appena descritta, del vortice presente nella regione d'inversione. Infatti il vortice, ruotando in verso antiorario ($y/D=1$, Fig. 8.17a), tende a deviare le linee di corrente, nel piano posto all'ingresso della curva a $x/D=1$ (Fig. 8.17b), verso la *trailing wall*.

La presenza del vortice nella curva giustifica sia il flusso controcorrente presente nella prima metà della curva in prossimità della *leading wall* ($z/D=0.08$ e 0.17 , Fig. 8.15), sia la separazione della zona ad elevati valori negativi della v che è stata rilevata nei piani principali posti a z/D pari a 0.25 e 0.33 (Fig. 8.16). Questi piani infatti sezionano longitudinalmente il vortice quasi in corrispondenza del suo asse di rotazione.

Nella regione d'inversione la velocità convettiva del fluido è parallela all'asse di rotazione pertanto, in questa zona, si annulla la forza di Coriolis. A causa di questo annullamento, nella seconda parte della curva il vortice viene, in seguito alla rotazione del canale, spinto bruscamente verso la *trailing wall*; generando su questa, all'uscita della curva ($x/D=1$, Fig. 8.17a), un “*impinging flow*”.

Nel piano $x/D=1$, il flusso impingente sulla *trailing wall* (lato destro di Fig. 8.17b) dà luogo ad una biforcazione del flusso con la conseguente formazione di due strutture vorticosi. La prima, più significativa, è costituita da due vortici co-rotanti e si estende lungo la parete esterna; la seconda, invece, formata da un solo vortice, è posizionata in prossimità dell'angolo formato dalla parete interna con la *trailing wall*.

Nel condotto d'uscita si creano nuovamente le condizioni per la rinascita della forza di Coriolis che, nel caso di moto centripeto, è diretta dalla *trailing* verso la *leading wall* che diviene, contrariamente a quanto avveniva nel condotto d'ingresso, la parete a pressione più alta.

Con lo scopo di rendere più chiara la descrizione del campo di moto secondario nella regione del condotto d'uscita compresa tra i piani $x/D=1.5$ ed $x/D=2$, nella Fig. 8.20 sono

state riportate le mappe della w con le linee di corrente sovrapposte relative ad i piani $x/D=1.5$, 1.75 e 2 .

Nei piani del condotto d'uscita compresi tra $x/D=1.5$ ed $x/D=2$ (Fig. 8.17a e Fig. 8.20), la forza di Coriolis, facendo divenire la *leading wall* la parete a pressione più alta, promuove l'estinzione del vortice, appartenente alla struttura vorticoso più ampia e posizionato, nel piano $x/D=1$, vicino alla *leading wall*; allo stesso tempo la forza di Coriolis, coadiuvata dal vortice presente nelle vicinanze dell'angolo formato dalla parete esterna con la *trailing wall*, tende a spingere il fluido prima verso la *leading wall* e poi verso la parete interna, facendo sì che il riattacco, a valle della bolla di ricircolo presente nel condotto d'uscita, avvenga prima in prossimità della *leading wall*. Il fenomeno del riattacco, appena descritto, è desumibile anche dai campi di moto principali riportati in Fig. 8.15 e Fig. 8.16.

Come già detto alla fine del par. 8.2.3.1, nei piani principali più vicini alla *trailing wall* (Fig. 8.15), in corrispondenza di $x/D=2$, la forma delle linee di corrente, i valori bassi della u , nonché il fatto che in prossimità della parete interna a monte di $x/D=2$ si siano misurati valori positivi di u mentre a valle valori negativi, inducono ad ipotizzare in questa zona una biforcazione del flusso in direzione longitudinale. Questa ipotesi sembra avere una conferma anche dal comportamento del campo di moto secondario misurato nei piani posizionati in questa zona. Tra i piani $x/D=2$ e 2.25 (Fig. 8.17a) il fluido, spinto verso la *leading wall* e poi verso la parete interna dalla forza di Coriolis e dal vortice posizionato vicino la parete esterna, si dirige parallelamente alla parete interna verso la *trailing wall* dove si separa dando origine a due flussi vorticosi longitudinali, il primo verso monte il secondo verso valle, che si evolvono in modo molto diverso.

Il flusso inverso vicino al setto (Fig. 8.17a e Fig. 8.20) ha lo stesso verso di rotazione oraria del vortice posizionato vicino la parete esterna e con questo genera, nel piano posto a $x/D=2$ (Fig. 8.20c), un piccolo vortice (antiorario) posto sulla *trailing wall* tra i due vortici maggiori. Muovendosi verso monte, nei piani posti a $x/D=1.75$ e 1.5 (Fig. 8.20b ed a), si osserva una rapida crescita del vortice antiorario posto al centro della *trailing wall* che comporta l'estinzione del vortice orario, posizionato nell'angolo formato dalla parete interna con la *trailing wall*.

La rapida crescita del vortice, che costituisce il “*reverse flow*” della bolla di ricircolo del condotto d'uscita (vedi campi di moto principali (Fig. 8.15 e Fig. 8.16)), è essenzialmente dovuta alla concomitanza di due fattori:

- il vortice si sviluppa sulla *trailing wall* ossia in condizioni di pressione favorevole;

- il flusso impingente che si verifica a valle della curva sulla *trailing wall* ($x/D=1$, Fig. 8.17a), genera un forte flusso, diretto dal centro della *trailing wall* verso la parete interna, che favorisce notevolmente la rotazione antioraria del vortice.

Verso valle, come si può vedere dai campi di moto misurati nei piani a $x/D=2.25$, 2.5 e 3 (Fig. 8.17a), il vortice, presente vicino la parete interna ed avente lo stesso verso di rotazione di quello posizionato vicino la parete esterna, tende, all'aumentare di x/D , sia a crescere di dimensione che ad inglobare l'altro vortice dando così origine ad un unico vortice disposto verso la *trailing wall*. L'aumento, lungo la direzione del flusso, delle dimensioni del vortice posizionato in prossimità dell'angolo formato dalla parete interna con la *trailing wall* sembra trovare riscontro nella forma esibita, nel condotto d'uscita, dalle linee di corrente relative al piano principale $z/D=0.92$ (Fig. 8.15), a valle dell'ascissa $x/D=2$.

Nel piano della curva ($y/D=1$, Fig. 8.18a) si osservano due zone ad alto valore della w , caratterizzate da segni opposti, situate rispettivamente vicino alla parete frontale e in prossimità del setto di separazione. Nel piano $x/D=1$ nel condotto di uscita (Fig. 8.18a e lato destro di Fig. 8.18b) si può notare una zona ad elevati valori della w che si estende dall'angolo tra il setto divisorio e la *leading wall* verso la *trailing wall*. La zona nei pressi della parete esterna è quasi completamente caratterizzata da alti valori negativi della w . All'aumentare di x/D questa zona tende a diminuire in intensità. A partire da $x/D=1.5$ (Fig. 8.18a) si nota la presenza di due zone a valori positivi della w situate rispettivamente in prossimità della *trailing wall* e della *leading wall*. Dal piano $x/D=1.75$ è possibile notare la formazione di una zona a w positivi in prossimità della parete del setto divisorio che cresce in intensità fino al piano a $x/D=2.25$ per poi ridursi nel piano $x/D=3$.

Riguardo la distribuzione della u nel piano della curva ($y/D=1$, Fig. 8.19a), si possono notare due zone caratterizzate da valori di segno opposto situate rispettivamente vicino alla *trailing wall* e alla *leading wall*. Nel piano a $x/D=1$ (Fig. 8.19a e lato destro di Fig. 8.19b) si può osservare una zona a valori negativi della v che si estende dall'angolo formato dalla *leading wall* e il setto divisorio verso la *trailing wall*. A partire da $x/D=1$ (Fig. 8.19a) si nota una zona a valori positivi di v , localizzata vicino alla *leading wall*, che aumenta in dimensioni ed intensità fino a $x/D=2$ mentre nei piani successivi tende ad estinguersi. In prossimità della *trailing* è invece possibile individuare una zona a v negative ($x/D=1$, Fig. 8.19a) che mostra una tendenza decrescente fino al piano $x/D=2$. Nel piano successivo ($x/D=2.25$) si osserva, sulla *leading wall* vicino alla parete del setto divisorio, la nascita di un'altra zona a valori

negativi che nel piano successivo ($x/D=3$) tende ad estendersi sulla *trailing wall* verso la parete esterna.

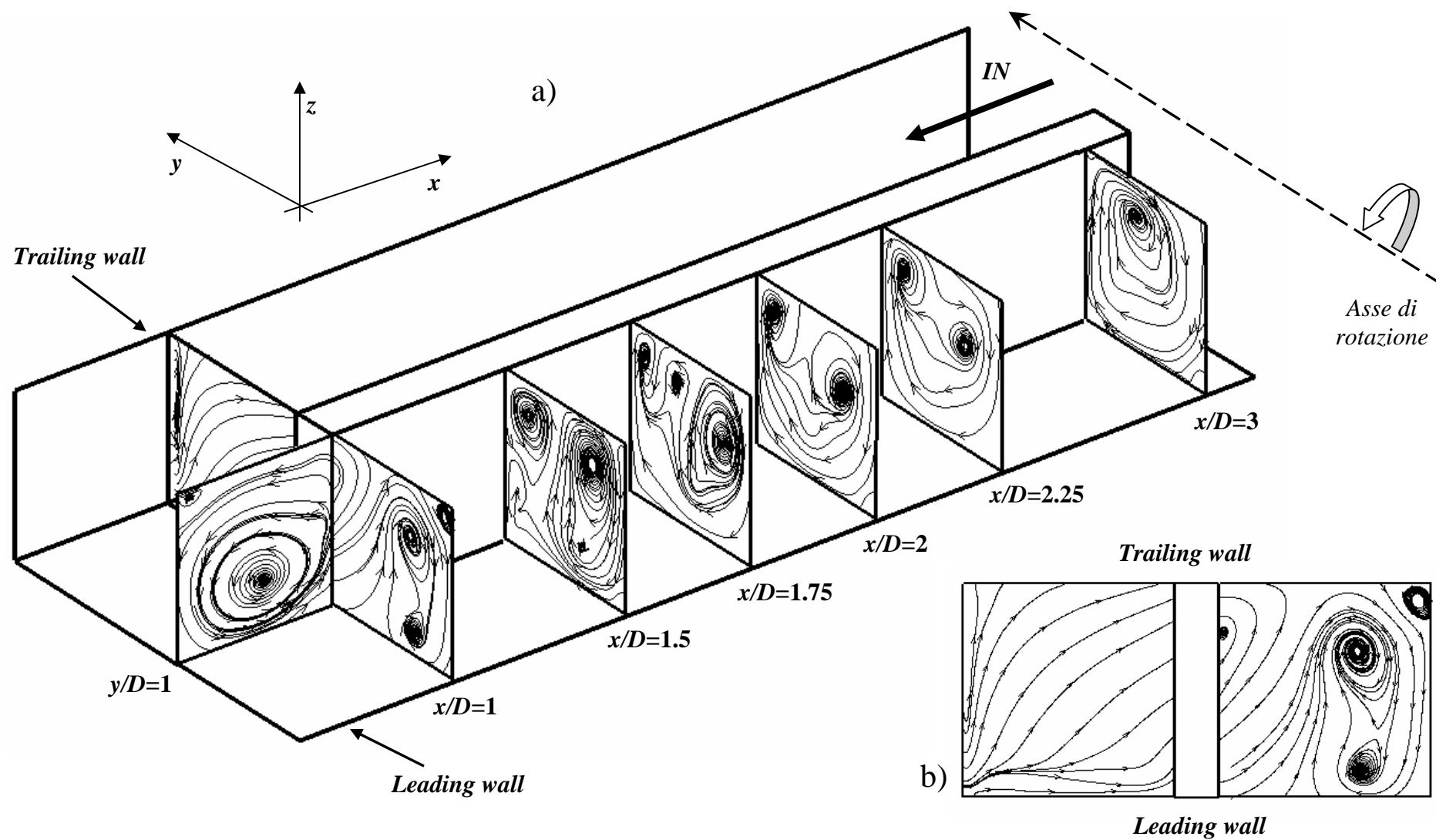


Fig. 8.17 Linee di corrente del campo di moto secondario ($Re=20000$ e $Ro=0.3$): a) ricostruzione tridimensionale dell'evoluzione del campo di moto secondario nella curva e nel condotto d'uscita, b) vista frontale delle linee di corrente all'ingresso e all'uscita della curva ($x/D=1$).

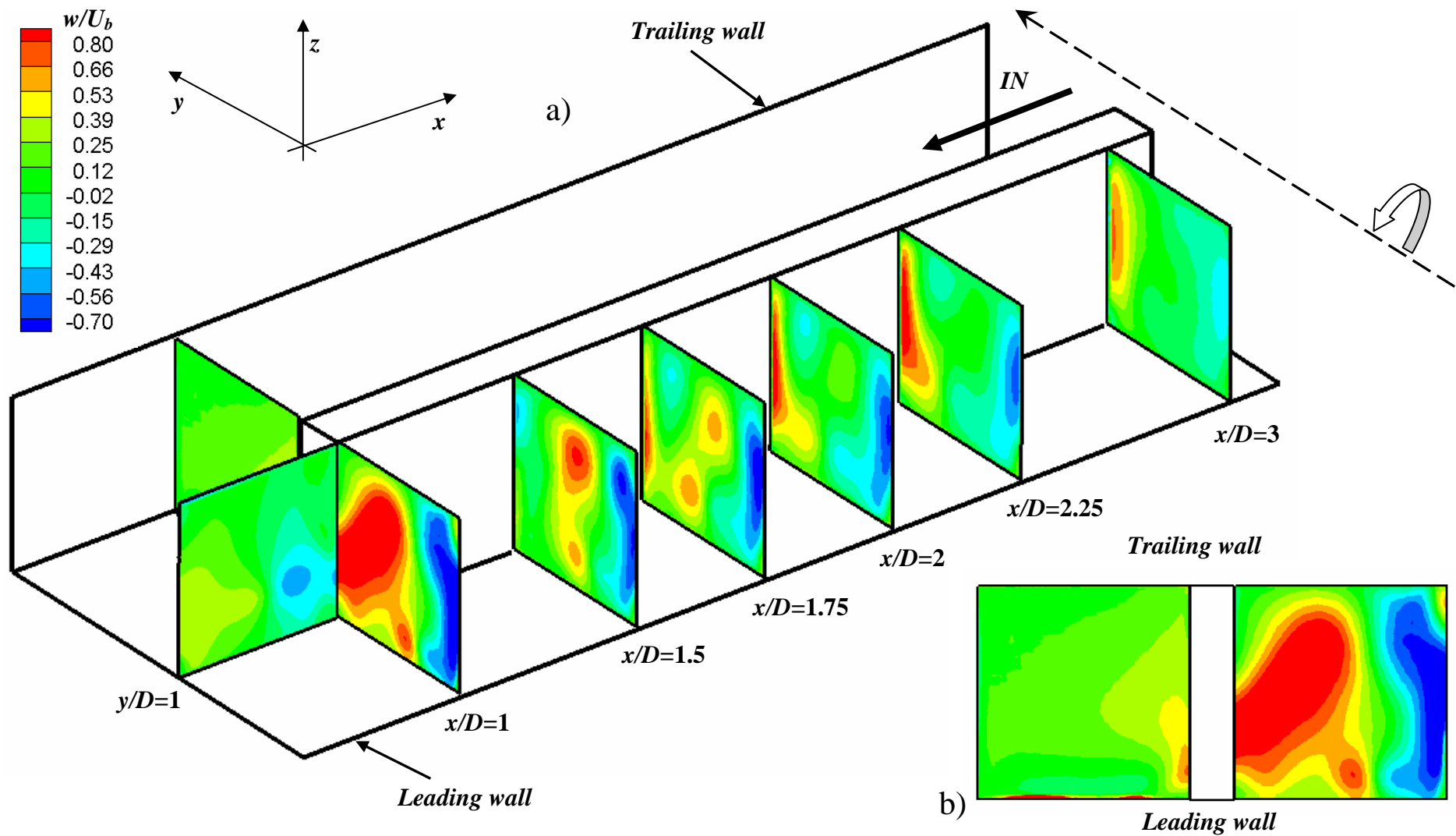


Fig. 8.18 Campo di moto secondario ($Re=20000$ e $Ro=0.3$): a) mappe della componente di velocità w nella regione d'inversione e nel condotto d'uscita, b) vista frontale delle mappe della componente di velocità w all'ingresso e all'uscita della curva ($x/D=1$).

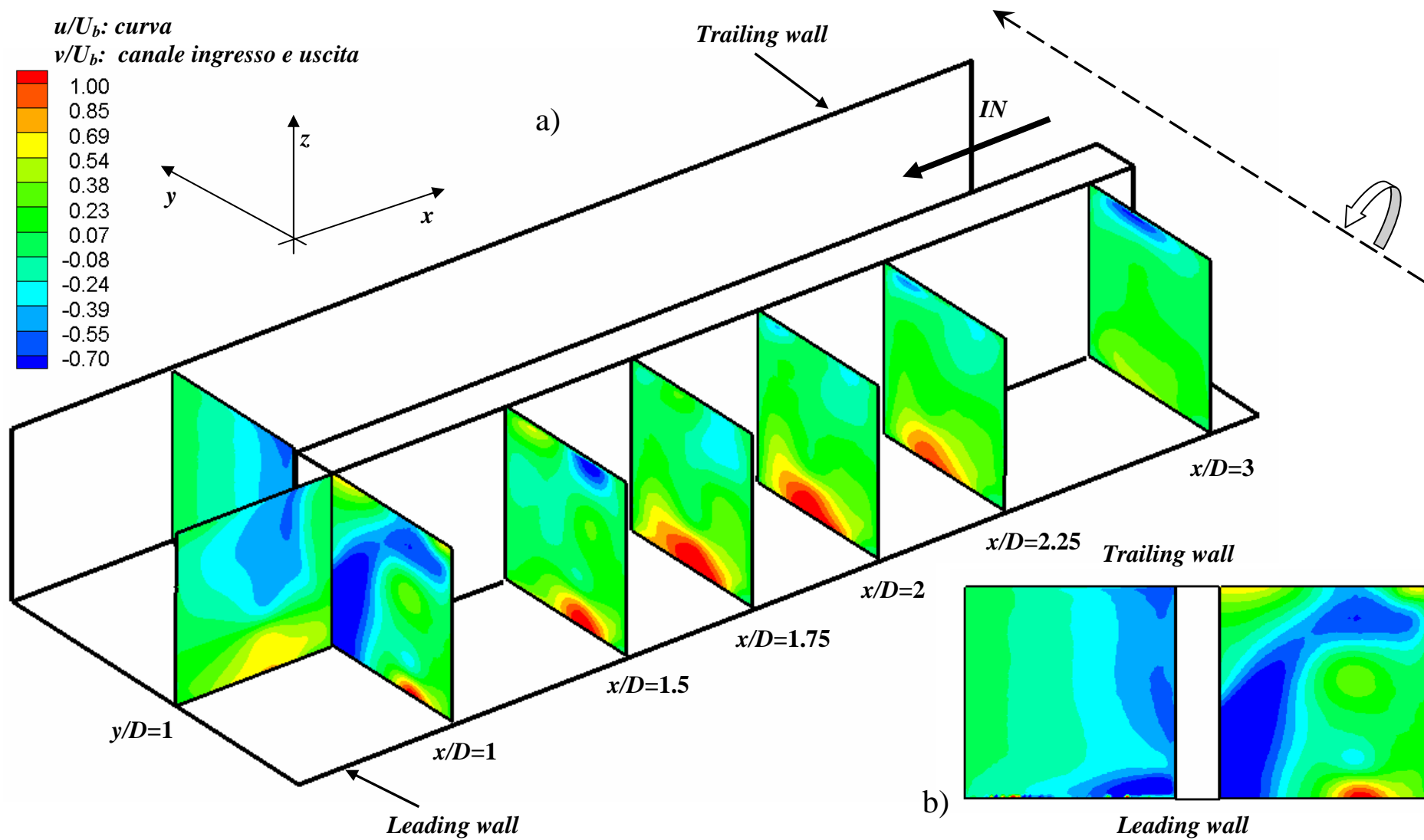


Fig. 8.19 Campo di moto secondario ($Re=20000$ e $Ro=0.3$): a) mappe della componente di velocità u nella regione d'inversione e della v nel condotto d'uscita, b) vista frontale delle mappe della componente di velocità v all'ingresso e all'uscita della curva ($x/D=1$).

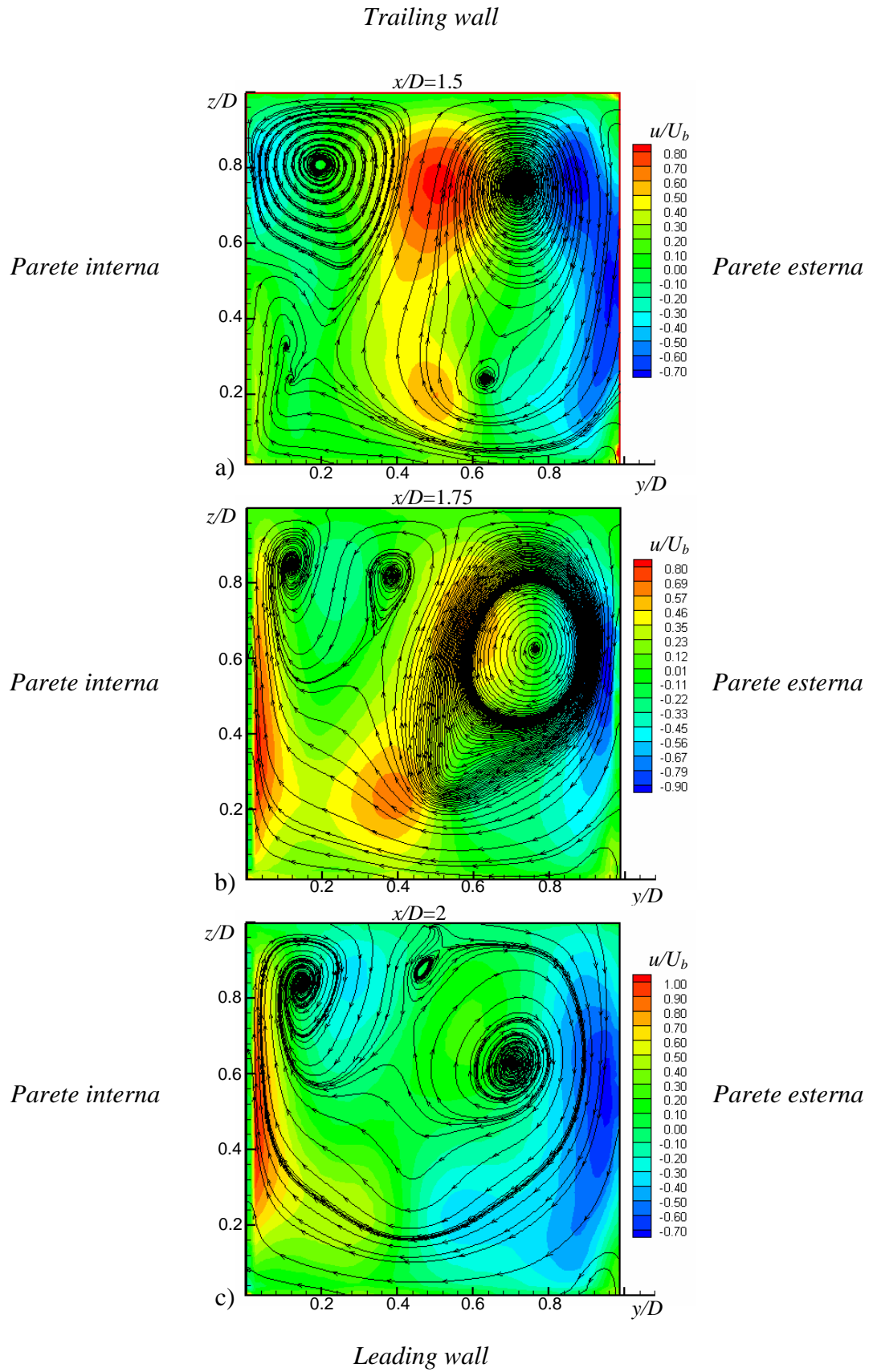


Fig. 8.20 Distribuzioni della componente di velocità w ($Re=20000$ e $Ro=0.3$): a) $x/D=1.5$, b) $x/D=1.75$, c) $x/D=2$.

9 CONFRONTI TRA LE MISURE DI SCAMBIO TERMICO E DI CAMPO DI MOTO

Le condizioni di prova simulate durante le misure di scambio termico e di campo di moto consentono di effettuare il confronto tra i due tipi di misura, nel caso statico, a $Re=20000$ e nel caso di canale rotante, a $Re=20000$ e $Ro=0.3$.

9.1 Definizione dei parametri adimensionali di confronto

Il confronto tra le misure di scambio termico convettivo e quelle di campo di moto può essere effettuato solo a valle di un'attenta scelta dei parametri fluidodinamici adimensionali intimamente legati alla fenomenologia fisica che governa lo scambio termico convettivo superficiale.

In letteratura, è piuttosto consolidata la prassi di associare lo scambio termico convettivo superficiale ai seguenti fattori fluidodinamici:

- moto convettivo misurato nel piano parallelo alla parete;
- energia cinetica turbolenta misurata in prossimità della parete;
- presenza di flussi normali alla parete.

Infatti, i primi due fattori rappresentano una misura degli effetti prodotti sullo scambio termico dal campo di moto convettivo e dai livelli di turbolenza caratterizzanti il flusso; la presenza, invece, di intensi flussi normali alla parete determinano un assottigliamento e/o la rottura dello strato limite che, favorendo la formazione di gradienti di temperatura più forti, promuovono dei significativi aumenti del coefficiente di scambio termico convettivo.

Alla luce di quanto fin qui detto, nel presente capitolo verrà fatto un confronto tra le distribuzioni superficiali del numero di Nusselt normalizzato rispetto al Nu^* valutato con la relazione di Dittus-Boelter (eq. 7.3) e le distribuzioni, adimensionalizzate rispetto alla velocità di bulk U_b , delle componenti di velocità u , v e dell'energia cinetica turbolenta (TKE, eq. 9.1); queste ultime sono state misurate, sia nel caso statico che rotante, nel piano principale più vicino alla parete. Lo scopo di questo confronto è quello di identificare eventuali correlazioni tra i campi di moto convettivo, i livelli di turbolenza e le distribuzioni del coefficiente di scambio termico convettivo.

$$TKE = 100 \times \frac{\overline{u'u'} + \overline{v'v'}}{2U_b^2} \quad (9.1)$$

Infine confrontando le distribuzioni del Nu/Nu^* con i campi di moto secondario, è possibile determinare eventuali legami tra zone ad elevato scambio termico ed i flussi normali alla parete.

9.2 Caso statico

Le figure Fig. 9.1a, b e c riportano le distribuzioni, adimensionalizzate rispetto alla velocità di bulk U_b , delle componenti di velocità media u , v (Fig. 9.1a e b) e della energia cinetica turbolenta (Fig. 9.1c) relative al piano $z/D=0.03$; mentre la Fig. 9.1d mostra la distribuzione superficiale del numero di Nusselt normalizzato (Nu/Nu^*).

La distribuzione di Nu/Nu^* (Fig. 9.1d) esibisce un debole gradiente, in prossimità dell'ingresso della curva, che può essere associato alla presenza, in questa zona, dei gradienti delle componenti di velocità u e v diretti dalla parete esterna verso quella del setto (Fig. 9.1a e b). Questi gradienti, come già detto nei par. 8.2.1.1 ed 8.2.1.2, sono causati dalla zona a bassa pressione posta sulla sommità setto. Dalla mappa riportata in Fig. 9.1d è possibile individuare tre zone ad elevato scambio termico: la prima si estende sulla parete frontale della curva, la seconda è situata sulla parete esterna, subito a valle del secondo angolo esterno, e si estende per circa tre diametri idraulici; infine la terza è posizionata grossolanamente un diametro a valle del secondo angolo interno, vicino alla parete del setto di separazione.

Il flusso proveniente dal condotto d'ingresso, entrando nella prima metà della curva, va ad impattare sulla parete frontale generando sulle due superfici laterali un effetto getto che, oltre a generare il “*reverse flow*” visibile nella prima parte della curva dalle mappe di Fig. 9.1a e b, migliora lo scambio termico lungo la parete frontale in corrispondenza del canale d'ingresso. Come già detto al par. 8.2.2, l'effetto getto promuove la formazione dei vortici di Dean, visualizzati nel piano $y/D=1$ (Fig. 9.2). Questi vortici contro-rotanti producono, sulle due pareti laterali in prossimità dei due angoli esterni, dei flussi impingenti che migliorano lo scambio termico sulla parete frontale anche in corrispondenza dell'apice del setto (Fig. 9.1d).

Questi vortici persistono nel canale d'uscita e generano, soprattutto nel primo diametro idraulico, in prossimità degli angoli esterni degli intensi flussi normali alle pareti laterali (vedi Fig. 8.12) che determinano, lungo la parete esterna del condotto d'uscita, un innalzamento dei valori di Nu/Nu^* (Fig. 9.1d). Bisogna peraltro osservare che, a contribuire al miglioramento dello scambio termico in questa ultima zona, sono anche gli elevati valori delle componenti u e v della velocità misurati nel condotto d'uscita in prossimità della parete esterna (Fig. 9.1a e b).

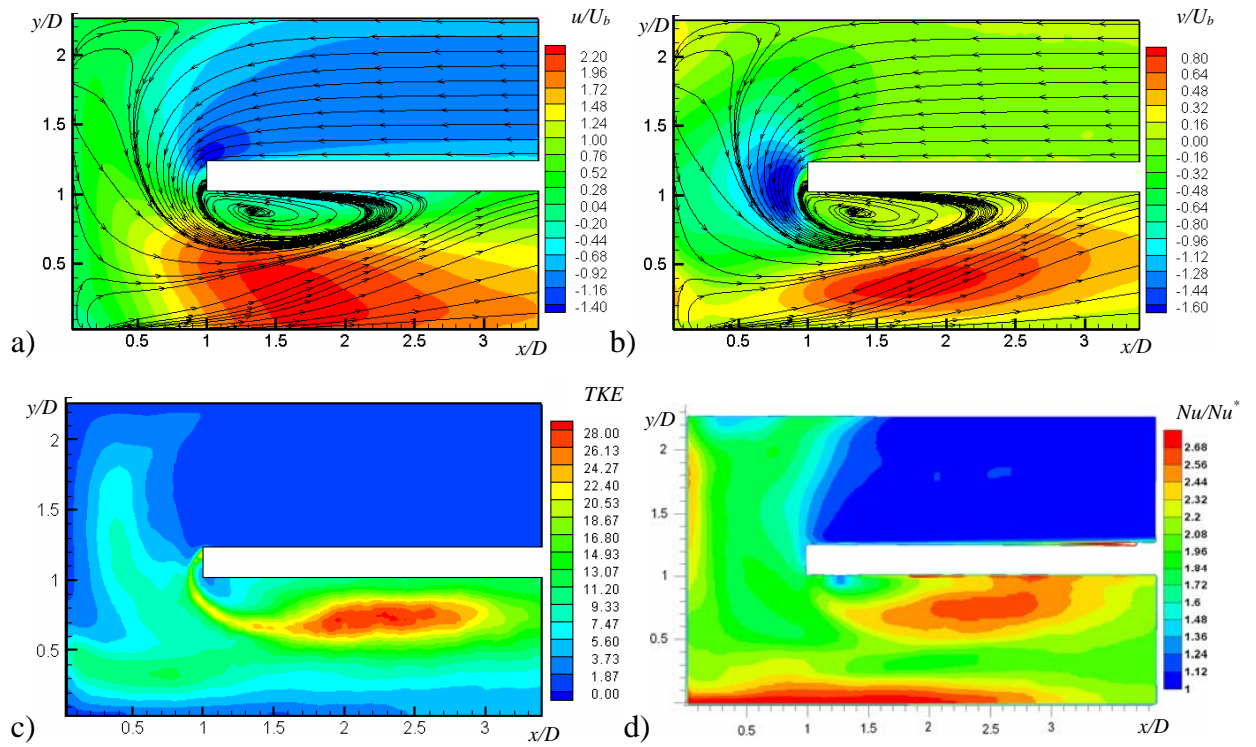


Fig. 9.1 Confronti ($Re=20000$ e $Ro=0$): a) distribuzione di u/U_b ($z/D=0.03$), b) distribuzione di v/U_b ($z/D=0.03$), c) distribuzione di TKE ($z/D=0.03$), d) distribuzione di Nu/Nu^* .

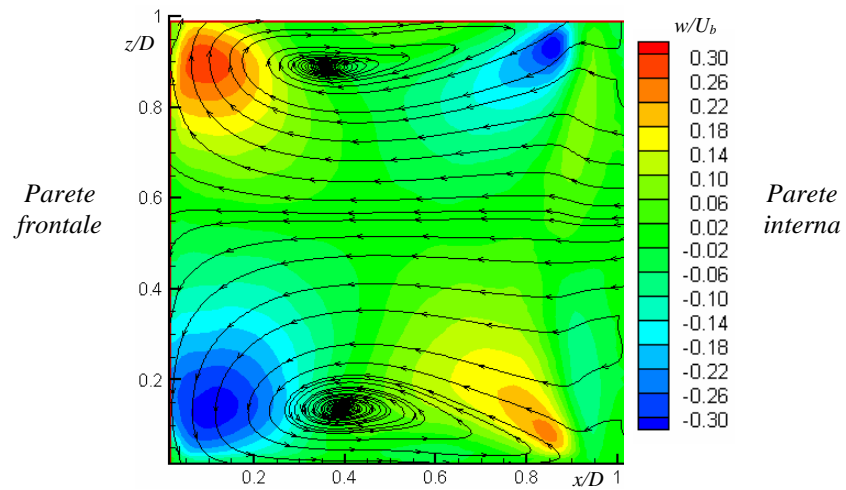


Fig. 9.2 Distribuzione di w/U_b nella regione d'inversione. ($y/D=1$, $Re=20000$, $Ro=0$).

Osservando la distribuzione dell'energia cinetica turbolenta (Fig. 9.1c) si rileva che i valori più elevati (24-28%) sono stati misurati nel condotto d'uscita sia sul "boundary layer" della bolla di ricircolo che nella regione a valle di questa interessata dal riattacco del flusso; questa zona, come già osservato da altri ricercatori, è responsabile dell'innalzamento dello scambio termico misurato nel condotto d'uscita verso la parete del sotto di separazione (Fig. 9.1d).

Zone a basso scambio termico dovrebbero essere individuate in corrispondenza di regioni di ricircolo del flusso, ossia in prossimità dei due angoli esterni della curva ed a valle del secondo angolo interno della curva vicino la parete del setto di separazione (vedi mappe riportate in Fig. 8.15). La distribuzione del numero di Nusselt (Fig. 9.1d) evidenzia una zona a basso scambio termico solo in prossimità della zona di ricircolo del primo angolo esterno della curva. Infatti, a valle del secondo angolo interno vicino alla parete del setto di separazione, sono stati misurati valori del Nu/Nu^* moderatamente elevati, e ciò, come ipotizzato da Son et al. (2002), è associato al fatto che il “*reverse flow*” della bolla di ricircolo è costituito da due flussi vorticosi che, risalendo verso monte secondo una traiettoria elicoidale, evitano che il fluido rimanga intrappolato all’interno della zona di ricircolo. Infine l’assenza di una regione a basso scambio termico in prossimità del secondo angolo esterno potrebbe essere attribuita alle dimensioni molto piccole della bolla di ricircolo presente in questa zona.

9.3 Caso rotante

9.3.1 Leading wall

Le figure Fig. 9.3a, b e c riportano le distribuzioni, adimensionalizzate rispetto alla velocità di bulk U_b , delle componenti di velocità media u , v (Fig. 9.3a e b) e della energia cinetica turbolenta (TKE, Fig. 9.3c) relative al piano $z/D=0.08$ (*leading wall*, Fig. 8.1); mentre la Fig. 9.3d mostra la distribuzione superficiale del numero di Nusselt normalizzato (Nu/Nu^*) relativa alla *leading wall*.

La mappa del Nu/Nu^* (Fig. 9.3d) mostra all’ingresso della curva una zona a scambio termico molto intenso, vale a dire nella zona interessata dalla collisione tra il flusso proveniente dal canale d’ingresso ed il flusso controcorrente, presente nella prima metà della curva (Fig. 9.3a e b), generato dal vortice¹ posto nella regione d’inversione vicino alla *leading wall* (Fig. 9.4a). All’ingresso della curva, questa collisione oltre a deviare le linee di corrente verso la *trailing wall* (Fig. 9.5), determina sia un innalzamento dell’energia cinetica turbolenta (Fig. 9.3c) sia un forte gradiente di velocità parallelo alla *leading wall* (Fig. 9.5).

Il campo di moto secondario nella regione d’inversione ($y/D=1$, Fig. 9.4a) è contraddistinto dal vortice posizionato vicino la *leading wall* che, producendo un forte “*impinging flow*” in prossimità dell’angolo formato dalla *leading wall* con la parete esterna, dovrebbe

¹ La genesi del vortice caratterizzante il campo di moto secondario nella regione d’inversione è stata descritta nel par. 8.2.4.

essere responsabile della zona ad alto scambio termico che interessa quasi interamente la parete frontale della curva (Fig. 9.3d).

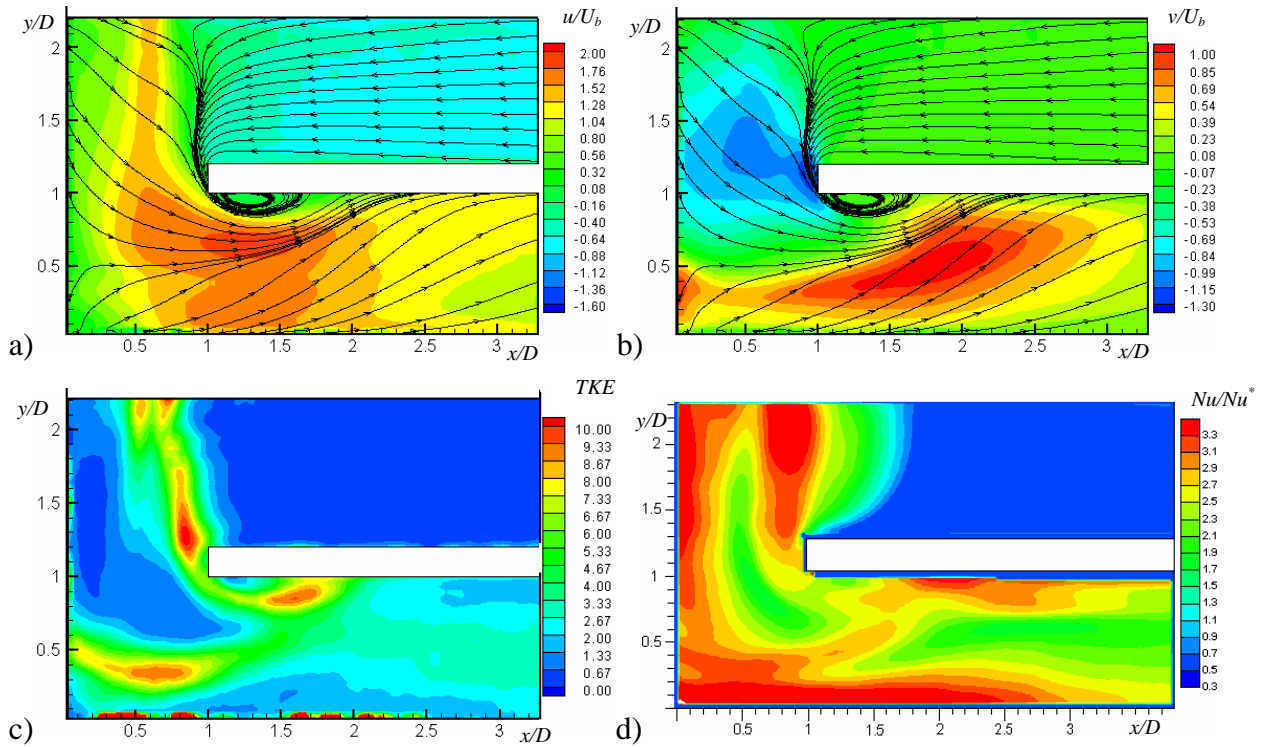


Fig. 9.3 Confronti (*leading wall*, $Re=20000$ e $Ro=0.3$): a) distribuzione di u/U_b ($z/D=0.08$), b) distribuzione di v/U_b ($z/D=0.08$), c) distribuzione di TKE ($z/D=0.08$), d) distribuzione di Nu/Nu^* .

La distribuzione di Fig. 9.3d mostra una ulteriore zona ad elevato coefficiente di scambio termico convettivo che si estende, a partire dal secondo angolo esterno della curva, lungo la parete esterna del condotto d'uscita per circa tre diametri idraulici. La parte di questa zona che si estende, a partire dal secondo angolo esterno, per circa un diametro idraulico lungo la parete esterna potrebbe essere associata sia agli elevati valori di energia cinetica turbolenta misurati in questa zona (Fig. 9.3c) sia alla presenza, in prossimità dell'angolo formato dalla *leading wall* con la parete esterna, di un “*impinging flow*” (Fig. 9.6). Infatti dal campo di moto secondario misurato nella seconda metà della curva nel piano $x/D=0.5$, è possibile osservare sulla parete esterna una biforcazione asimmetrica del flusso (spostata verso la *leading wall*) che genera due flussi paralleli alla superficie esterna e diretti rispettivamente verso la *leading* e la *trailing wall* (Fig. 9.6). La rimanente parte può essere attribuita sia ai valori moderatamente elevati delle componenti della velocità media u e v misurati nel condotto d'uscita in prossimità della parete esterna (Fig. 9.3a e b) sia, come mostrato dai campi di moto secondario misurati nei piani compresi tra $x/D=1$ ed $x/D=3$ (Fig. 9.4b, c, d, e, f), alla presenza di flussi impingenti.

Infine la zona ad alti valori di Nu/Nu^* situata nel condotto d'uscita vicino alla parete del setto ($1.75 < x/D < 2.5$, Fig. 9.3d) potrebbe essere prodotta dagli elevati livelli di energia cinetica turbolenta misurati in questa zona (Fig. 9.3c) e dal riattacco del flusso a valle della piccola zona di ricircolo presente nel condotto d'uscita vicino la *leading wall* (Fig. 9.3a e b).

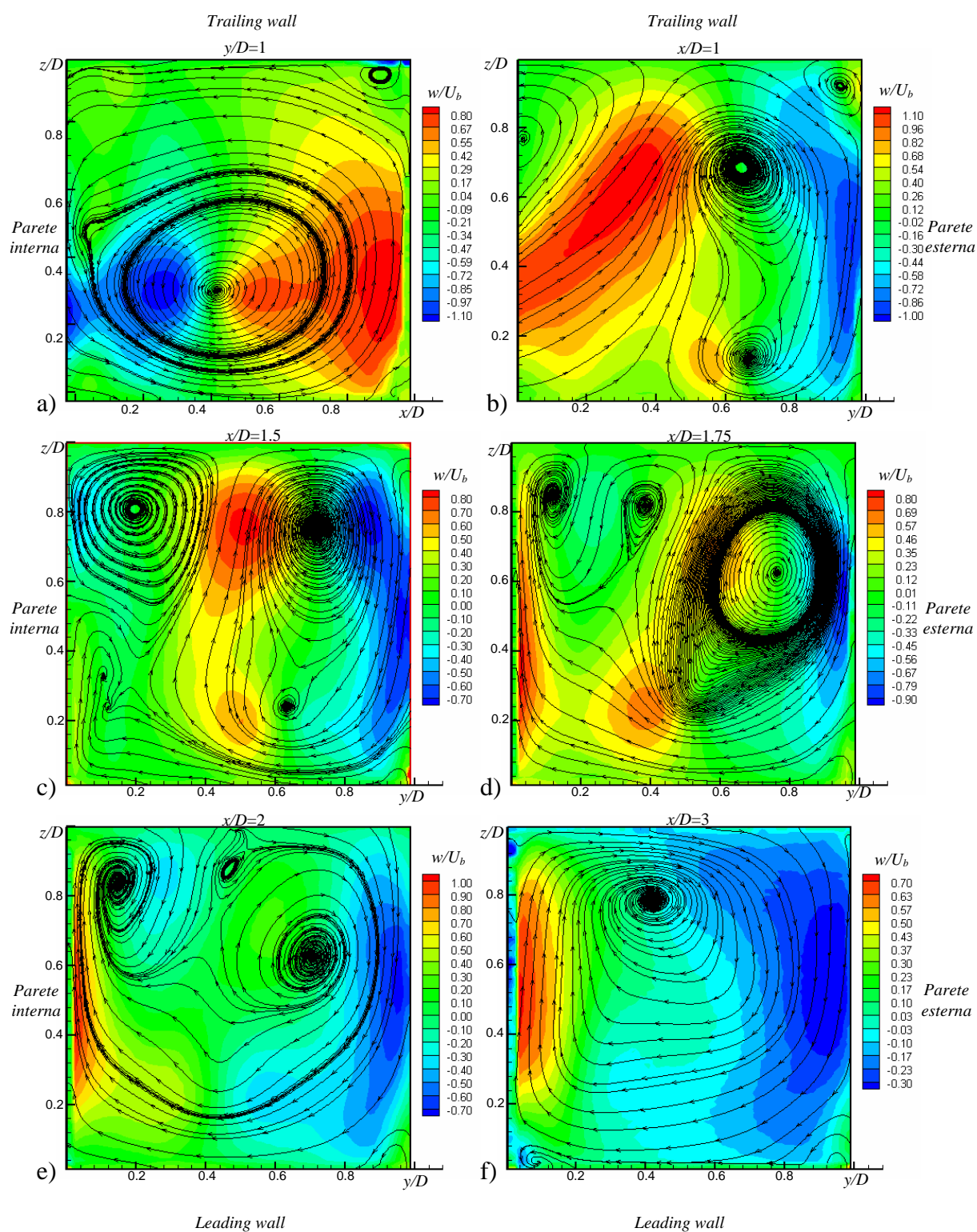


Fig. 9.4 Distribuzioni della componente di velocità w/U_b ($Re=20000$ e $Ro=0.3$) relative ai piani secondari investigati nella curva e nel condotto d'uscita: a) $y/D=1$, b) $x/D=1$, c) $x/D=1.5$, d) $x/D=1.75$, e) $x/D=2$ e f) $x/D=3$.

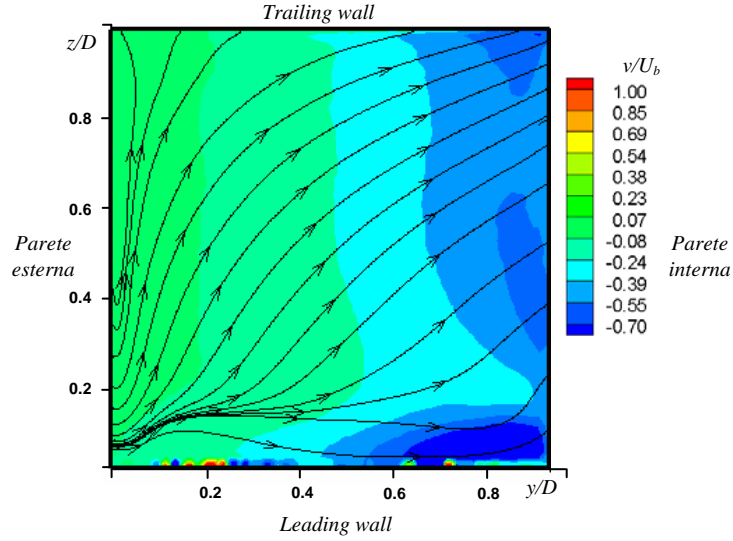


Fig. 9.5 Distribuzione di v/U_b misurata all'ingresso della curva ($x/D=1$, $Re=20000$, $Ro=0.3$).

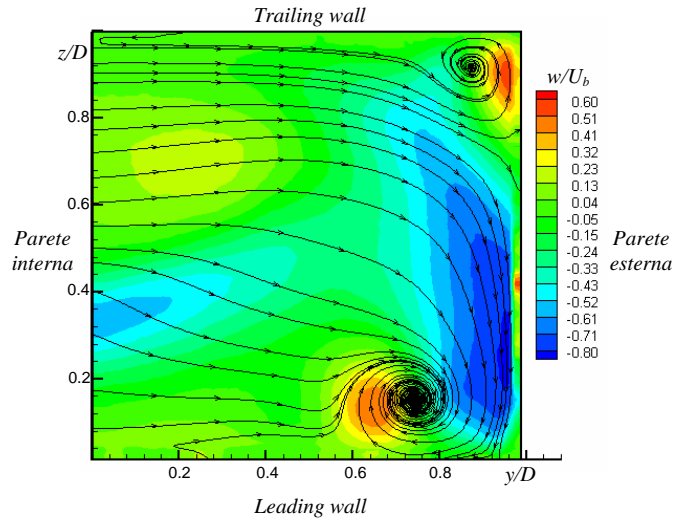


Fig. 9.6 Distribuzione di w/U_b misurata nella seconda parte della curva ad $x/D=0.5$ ($Re=20000$, $Ro=0.3$).

9.3.2 Trailing wall

Le figure Fig. 9.7a, b e c riportano le distribuzioni, adimensionalizzate rispetto alla velocità di bulk U_b , delle componenti di velocità media u , v (Fig. 9.7a e b) e della energia cinetica turbolenta (TKE, Fig. 9.7c) relative al piano $z/D=0.92$ (*leading wall*, Fig. 8.1); mentre la Fig. 9.7d mostra la distribuzione superficiale del numero di Nusselt normalizzato (Nu/Nu^*) relativa alla *trailing wall*.

Purtroppo i valori delle componenti di velocità (u e v) e dell'energia cinetica turbolenta misurati nel canale d'ingresso, nei piani più vicino alla *trailing wall* ($z/D=0.92$) (Fig. 9.7a, b e

c), non sono molto affidabili. Infatti a causa delle caratteristiche del moto le particelle tendono a depositarsi sulla *trailing wall* facendo sottostimare l'effettiva velocità del fluido.

Nella curva è possibile osservare che le curve iso- u e le curve iso- TKE (Fig. 9.7a e c) tendono ad avanzare nella prima parte della curva e ad insinuarsi nella seconda metà. La Fig. 9.7b mostra un forte gradiente della componente v diretto dalla parete esterna del condotto d'ingresso verso la zona centrale della seconda metà della curva. Il comportamento esibito dalle componenti u e v fa sì che, vicino alla *trailing wall*, le linee di corrente avanzino nella prima metà della curva curvando solo nelle vicinanze della parete frontale. Le caratteristiche fin qui descritte del campo di moto principale dovrebbero essere in relazione con il comportamento mostrato dalle curve iso- Nu/Nu^* (Fig. 9.7d) nella regione d'inversione. Infatti le iso- Nu/Nu^* tendono ad avanzare nella prima metà della curva insinuandosi nella seconda metà.

La zona ad alto scambio termico convettivo posizionata nella seconda metà della curva vicino al secondo angolo esterno può essere correlata sia ai valori moderatamente elevati delle componenti di velocità u e v (Fig. 9.7a e b) misurati in questa zona che alla presenza di un “*impinging flow*” rilevato dalla misura del campo di moto secondario nel piano $x/D=0.5$ (Fig. 9.6).

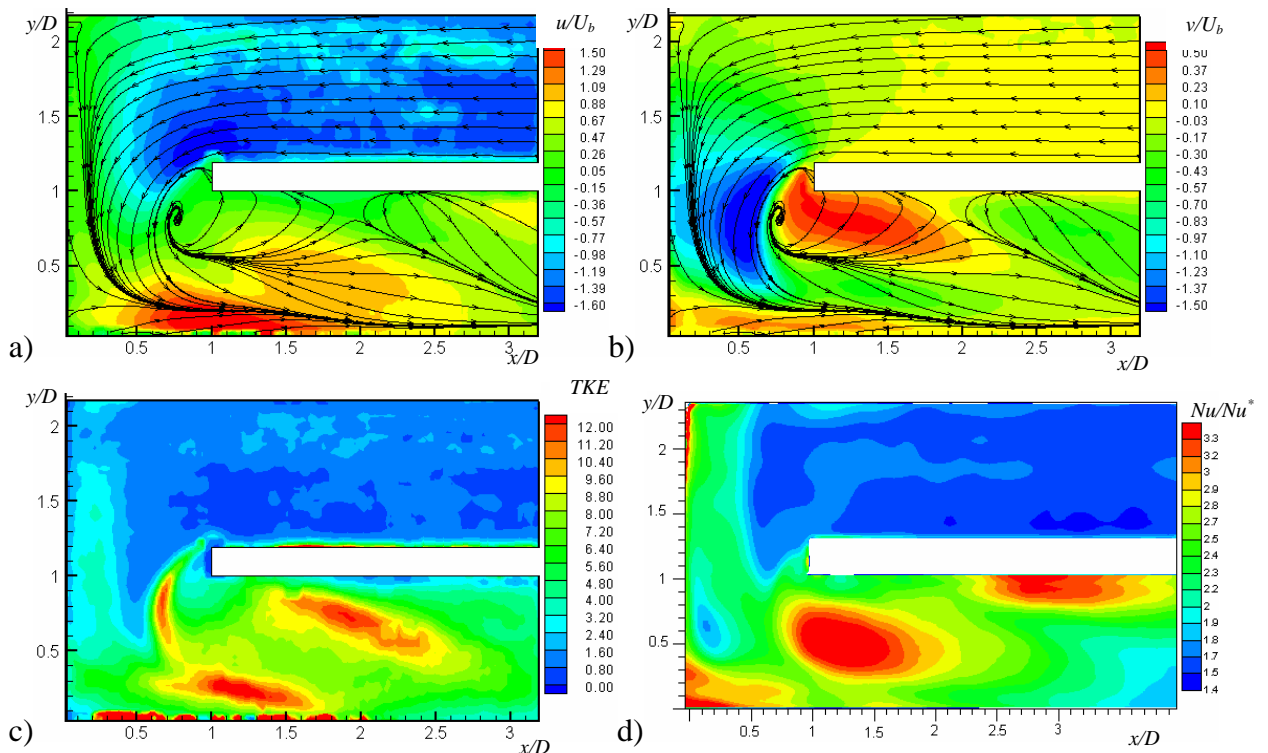


Fig. 9.7 Confronti (*trailing wall*, $Re=20000$ e $Ro=0.3$): a) distribuzione di u/U_b ($z/D=0.92$), b) distribuzione di v/U_b ($z/D=0.92$), c) distribuzione di TKE ($z/D=0.92$), d) distribuzione di Nu/Nu^* .

La distribuzione del Nu/Nu^* (Fig. 9.7d) presenta, immediatamente a valle della curva, una zona caratterizzata da uno scambio termico molto intenso posizionata al centro del condotto d'uscita. I flussi impingenti diretti verso la parte centrale della *trailing wall*, individuati nei campi di moto secondari relativi a $x/D=1$ ed 1.5 (Fig. 9.4b e c), sembrano svolgere un ruolo predominante nella generazione di questa zona ad elevato scambio termico; marginali, invece, risultano essere i contributi apportati dai valori moderatamente alti delle componenti di velocità u e v misurati nella zona centrale del condotto d'uscita tra $x/D=1$ e 2 (Fig. 9.7a e b). D'altra parte gli elevati valori della v non sono che una conseguenza di questi intensi flussi impingenti.

Infine la zona ad alti valori del numero di Nusselt, posizionata sulla parete del setto di separazione del condotto d'uscita, può essere messa in relazione con il flusso impingente prodotto dal vortice, caratterizzante il campo di moto secondario ad $x/D=3$ (Fig. 9.4f), che si esplica in prossimità dell'angolo formato dalla parete interna con al *trailing wall*.

10 CONCLUSIONI

10.1 Misure di scambio termico

La tecnica “*heated thin foil*” associata alla scansione delle temperature superficiali mediante termografo ad infrarosso è stata utilizzata per effettuare misure superficiali del coefficiente di scambio termico convettivo in un canale rotante con inversione ad “U” della corrente. Le prove effettuate hanno evidenziato che il numero di Biot del sensore non è molto minore dell’unità, pertanto, non essendo il sensore isoterma attraverso il suo spessore, è stato necessario effettuare una correzione delle immagini termografiche.

Per tutte le condizioni di prova i risultati sperimentali mostrano, nel condotto d’ingresso, un andamento piuttosto regolare del Nu/Nu^* . Ciò testimonia la presenza di un flusso completamente sviluppato sia dinamicamente che termicamente all’ingresso della curva.

Dalle prove effettuate nel caso statico è possibile evidenziare i seguenti aspetti fondamentali:

- sono state individuate tre zone ad elevato scambio termico: la prima è posta sulla parete frontale della regione d’inversione; la seconda si trova immediatamente a valle del secondo angolo esterno; infine la terza è posizionata a valle del secondo angolo interno vicino la parete del setto divisorio.
- Nella curva e nel condotto d’uscita è possibile osservare una riduzione complessiva del coefficiente di scambio termico convettivo all’aumentare del Re .

Le prove effettuate nel caso di canale in rotazione hanno messo in evidenza, sulla *leading wall*, i seguenti aspetti fondamentali:

- nel condotto d’ingresso, i valori del Nu/Nu^* risultano più bassi di quelli misurati nel caso statico e decrescono all’aumentare del Ro .
- sono state individuate tre zone ad elevato scambio termico: la prima è posizionata all’ingresso della regione d’inversione; la seconda si estende lungo quasi l’intera parete frontale della curva; la terza è posta lungo la parete esterna della seconda metà della curva e del condotto d’uscita. All’aumentare del Ro queste tre zone subiscono un aumento della loro intensità ed estensione.

- Un ulteriore zona da alto scambio termico è posta vicino alla parete del setto divisorio del condotto d'uscita; questa zona riduce la sua intensità ed estensione all'aumentare del Ro .

Infine dalle prove effettuate sulla *trailing wall* è stato trovato:

- nel condotto d'ingresso, i valori del Nu/Nu^* risultano più alti di quelli misurati nel caso statico e crescono debolmente all'aumentare del Ro .
- Per tutti i Ro sperimentati, una zona ad elevato scambio termico è stata individuata nella regione d'inversione vicino al secondo angolo esterno. All'aumentare del Ro è stato osservato un aumento dell'estensione e dell'intensità di questa zona.
- Per i Ro più elevati, è possibile osservare la presenza di due zone ad elevato scambio termico posizionate rispettivamente al centro ed a valle vicino la parete del setto divisorio. L'incremento del Ro determina sia uno spostamento verso monte che un aumento delle dimensioni e dell'intensità delle suddette zone.

10.2 Misure di campo di moto

10.2.1 Caso statico

L'analisi dei risultati relativi alle misure del campo di moto principale ha permesso di evidenziare i seguenti aspetti:

- il campo di moto principale risulta simmetrico rispetto al piano di simmetria del canale.
- Il campo di moto principale è caratterizzato dalla presenza di tre zone di ricircolo: le prime due posizionate in prossimità dei due angoli esterni della regione d'inversione, mentre la terza si trova, nel condotto d'uscita, immediatamente a valle del secondo angolo interno. Spostandosi dal piano di mezzeria verso le due pareti laterali, le zone di ricircolo presenti nella curva tendono a scomparire, mentre quella posta nel canale d'uscita si sposta verso valle. Questo spostamento si accompagna alla graduale estinzione della zona di riattacco a valle della bolla di ricircolo.
- La zona ad elevati valori assoluti della componente di velocità v , misurata nella seconda metà della curva, aumenta di intensità e di estensione spostando il piano di indagine verso il piano di mezzeria; mentre quella ad elevati valori assoluti della componente di velocità u , situata vicino alla parete esterna del condotto d'uscita, esibisce un comportamento opposto.

Dalle misure del campo di moto secondario è possibile trarre le conclusioni di seguito riportate:

- tutte le distribuzioni di velocità ottenute esibiscono un comportamento pressoché simmetrico.
- Nella curva il campo di moto è caratterizzato dalla presenza di una coppia di vortici contro-rotanti (vortici di Dean) posizionati in prossimità degli angoli formati dalle due pareti laterali con la parete frontale della curva. Questi vortici persistono anche nel canale d'uscita.
- Nel primo diametro idraulico il campo di moto secondario è contraddistinto dalla presenza di due coppie di vortici contro-rotanti: la prima posizionata in prossimità della parete esterna; mentre la seconda, costituente il “*reverse flow*” della bolla di ricircolo presente nel condotto d'uscita, si trova vicino alla parete del setto divisorio.
- Nel condotto d'uscita, a circa due diametri idraulici dall'apice del setto il campo di moto secondario presenta un'unica coppia di vortici contro-rotanti posizionata al centro della sezione.

10.2.2 Caso rotante

Dalle misure del campo di moto principale è possibile evidenziare i seguenti aspetti fondamentali:

- Nel condotto d'ingresso la componente di velocità u aumenta spostando il piano investigato dalla *leading* verso la *trailing wall*.
- In prossimità della *leading wall* un intenso flusso controcorrente caratterizza il campo di moto nella prima metà della curva; spostandosi verso la *trailing wall*, nella stessa regione si rileva la tendenza delle linee di corrente ad avanzare nella prima metà della curva e a deviare solo in prossimità della parete frontale.
- Vicino alla *leading wall*, subito a valle della regione d'inversione sulla parete del setto divisorio, si trova una bolla di ricircolo più piccola di quella osservata nel caso statico. Questa bolla diviene più estesa e si muove verso monte spostando il piano d'indagine dalla *leading* verso la *trailing wall*.

Dalle misure del campo di moto secondario è possibile mettere in evidenza i seguenti risultati fondamentali:

- Il campo di moto secondario all'ingresso della curva è caratterizzato da linee di corrente dirette dalla *leading* verso la *trailing wall* e da un forte gradiente della

componente di velocità v , posizionato vicino alla *leading wall*, diretto dalla parete esterna verso l'apice del setto.

- Un unico vortice, posizionato vicino alla *leading wall*, contraddistingue il campo di moto nella regione d'inversione.
- Il “*reverse flow*” della bolla di ricircolo presente nel condotto sembra essere costituito da un unico vortice avente il centro spostato verso la *trailing wall*.
- I piani investigati nel primo diametro idraulico del condotto d'uscita hanno messo in evidenza la presenza di strutture vorticosi molto complesse che sono sostituite nel successivo diametro idraulico da un unico vortice posizionato verso la *trailing wall*.

10.3 Confronti

Il confronto tra le misure di scambio termico e quelle di campi di moto ha permesso di individuare numerose correlazioni, di seguito sintetizzate, tra le distribuzioni del Nu/Nu^* ed i fattori fluidodinamici che governano lo scambio termico convettivo.

Per il caso statico è possibile trarre le seguenti conclusioni:

- la presenza del debole gradiente del Nu/Nu^* all'ingresso della curva è associato alla presenza del gradiente di velocità, anch'esso non molto intenso, diretto dalla parete esterna verso quella del setto di separazione.
- La zona ad intensi valori del Nu/Nu^* , situata a circa un diametro a valle del secondo angolo interno, può essere attribuita ai valori elevati di energia cinetica turbolenta misurati nella medesima zona.
- L'effetto getto, presente sulla parete frontale della prima parte della curva, ed i vortici contro-rotanti di Dean migliorano lo scambio termico sulla parete frontale della regione d'inversione. I vortici di Dean, persistendo nel canale d'uscita, incrementano lo scambio termico anche lungo la parete esterna della seconda metà della curva e del condotto d'uscita.

Dal confronto delle misure di scambio termico con quelle di campo di moto, sulla *leading wall* è emerso che:

- la zona a scambio termico molto intenso posizionata all'ingresso della curva, può essere associata alla collisione tra il flusso controcorrente, presente nella prima metà della curva, ed il flusso proveniente dal canale d'ingresso. Infatti tale collisione genera sia un incremento dell'energia cinetica turbolenta che un forte gradiente della componente di velocità v .

- L'ampia zona ad elevato scambio termico che interessa interamente la parete frontale della curva è dovuta al forte “*impinging flow*” generato dall'intenso vortice che caratterizza il campo di moto secondario nella regione d'inversione.
- La zona ad intenso scambio termico presente subito a valle del secondo angolo esterno lungo la parete esterna della seconda metà della curva e del condotto d'uscita, sembra essere generata dalla combinazione dei tre fattori che governano lo scambio termico: moto convettivo, energia cinetica turbolenta e flussi normali alla parete. Anche se gli “*impinging flows*” visualizzati e misurati nella seconda metà della curva e nel condotto d'uscita sembrano svolgere un ruolo predominante.
- La piccola zona ad elevati valori del Nu/Nu^* presente vicino alla parete del setto nel condotto d'uscita può essere attribuita sia agli elevati valori del TKE sia al fenomeno del riattacco a valle della piccola bolla di ricircolo presenti in questa zona.

Infine il confronto effettuato per la *trailing wall* consente di trarre le conclusioni di seguito riportate:

- I valori più alti del Nu/Nu^* misurati nel canale d'ingresso della *trailing wall* sono associati alla asimmetria del profilo di velocità causato dalla presenza della forza di Coriolis.
- Gli elevati valori delle componenti di velocità u e v ed la presenza di un intenso flusso normale alla parete, misurato nella seconda metà della curva ($x/D=0.5$), sono responsabili della zona ad alto scambio termico misurata in prossimità del secondo angolo esterno della curva.
- L'ampia zona ad intensi valori del Nu/Nu^* , posizionata subito all'uscita della curva, è generata dai forti “*impinging flows*” misurati nei piani posti nel condotto d'uscita a $x/D=1$ ed 1.5 .
- Il campo di moto secondario misurato, nel canale d'uscita, a due diametri idraulici dall'apice del setto è caratterizzato da un unico vortice che genera, in prossimità dell'angolo formato dalla parete interna con la *trailing wall*, un “*impinging flow*” che risulta associato alla zona ad alto scambio termico posta vicino alla parete del setto divisorio del canale d'uscita.

BIBLIOGRAFIA

- Adrian R. J. (1984), “Scattering Particle Characteristics and their Effect on Pulsed Laser Measurements of Fluid Flow: Speckle Velocimetry vs Particle Image Velocimetry”, *Applied Optics*, Vol. 23, p. 1960.
- Adrian R. J. and Yao C. S. (1984), “Development of Pulsed Laser Velocimetry (PLV) for Measurements of Turbulent Flows”, *Proc. Symp. Turbul.* (ed. X. Reed *et al.*) University of Missouri, Rolla.
- Al-Hadhrani H. and Han J.-C. (2003), “Effect of Rotation on Heat Transfer in Two-Pass Square Channels with Five Different Orientations of 45° Angled Rib Turbulators”, *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol. 46, pp. 653–669.
- Al-Qahtani M., Jang Y.-J., Chen H.-C. and Han J.-C. (2002), “Flow and Heat Transfer in Rotating Two-Pass Rectangular Channels ($AR = 2$) by Reynolds Stress Turbulence Model”, *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 1823–1838.
- Arts T., Lambert de Rouvroit M., Rau G. and P. Acton (1992), “Aero–Thermal Investigation of the Flow Developing in a 180 Degree Turn Channel”, *Proc. Int. Symp. On Heat Transfer in Turbomachinery*, Athens.
- Astarita T. and Cardone G. (2000), “Thermofluidynamic Analysis of the Flow in a Sharp 180° Turn Channel”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 20, pp.188–200.
- Astarita T. and Cardone G. (2005), “Analysis of Interpolation Schemes for Image Deformation Methods in PIV”, *Experiments in Fluids*, Vol.38, pp. 233–243
- Carlomagno G. M. and de Luca L. (1989), *Infrared Thermography in Heat Transfer*, in *Handbook of Flow Visualization*, W. J. Yang, Ed. Hemisphere Publishing, Washington, DC, pp. 531–553.
- Chyu M. K. (1991), “Regional Heat Transfer in Two–Pass and Three–Pass Passages With 180–deg Sharp Turns”, *J. Heat Transfer*, Vol. 113, pp. 63–70.
- Cooper T. E., Field R. J. and Meyer J. F. (1975), “Liquid Crystal Thermography and its Applications to the Study of Convective Heat Transfer”, *J. Heat Transfer*, Vol. 97, pp. 442–450.
- Dean W. R. (1928), “Fluid Motion in a Curved Channel”, *Proc. Roy. Soc. London*, Vol. A121, pp. 402–420.

- de Luca L. and Cardone G. (1991), "Modulation Transfer Function Cascade Model for a Sampled IR Imaging System", *Applied Optics*, Vol. 30, N. 13, pp. 1659–1664.
- Dittus P. W. and Boelter L. M. K. (1930), "Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type", *Univ. Calif. Pub. Eng.*, Vol. 2, N. 13, pp. 443–461, (reprinted in *Int. J. Comm. Heat and Mass Transfer*, Vol. 12, pp. 3-22, 1985.).
- Ekkad S. V. and Han J. C. (1994), "Local Heat Transfer Distributions Near a Sharp 180° Turn of a Two-Pass Smooth Square Channel Using a Transient Liquid Crystal Image Technique", *J. Flow Visualization and Image Processing*, Vol. 2, pp. 285–297.
- Ekkad S. V. and Han J. C. (1995), "Local Heat Transfer Measurements Near a Sharp 180° Turn of a Two-Pass Smooth Square Channel Using a Transient Liquid Crystal Image Technique", *Proc. V Int. Symp. On Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, Vol. A, pp. 701–716, Kaanapaly, Hawaii.
- Ekkad S. V. and Han J. C. (1997), "Detailed Heat Transfer Distributions in Two-Pass Square Channels with Rib Turbulators", *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, pp. 2525–2537.
- Han J. C., Chandra P. R., and Lau S. C. (1988), "Local Heat/Mass Transfer Distributions Around Sharp 180 deg Turns in Two-Pass Smooth and Rib-Roughened Channels", *J. Heat Transfer*, Vol. 110, pp. 91–98.
- Han J. C., Zhang Y. M., and Kalkuehler K. (1993), "Uneven Wall Temperature Effect on Local Heat Transfer in a Rotating Two-Pass Square Channel with Smooth Walls", *J. Heat Transfer*, Vol. 115, pp. 912–920.
- Iacovides H. and Launder B. E. (1991), "Parametric and Numerical Study of Fully Developed Flow and Heat Transfer in Rotating Rectangular Ducts", *Journal Turbomachinery*, vol. 113, pp. 331–338.
- Iacovides H., Jackson D. C., Kelemenis G., Launder B. E. and Yuan Y. M. (1999), "Experiments on Local Heat Transfer in a Rotating Square-Ended U-Bend", *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, Vol. 20, pp. 302–310.
- Johnston J. P., Hallen R. M. and Lezius D. K. (1972), "Effects of Spanwise Rotation on the Structure of Two-Dimensional Fully Developed Turbulent Channel Flow", *J. Fluid. Mech.*, Vol. 56, pp. 533–557.
- Kean R. D. and Adrian R. J. (1990), "Optimisations of Particle Image Velocimeters. Part I: Double-Pulsed System", *Measurements Science and Technology*, Vol. 1, 1202–1215.

- Kim K. M., Lee D. H. and Cho H. H. (2007a), “Detailed Measurements of Heat/Mass Transfer and Pressure Drop in a Rotating Two-Pass Duct with Transverse Ribs”, *Heat Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 801–815.
- Kim K. M., Kim Y. Y., Lee D. H., Rhee D. H. and Cho H. H. (2007b), “Influence of Duct Aspect Ratio on Heat/ Mass Transfer in coolant Passages with Rotation”, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, Vol. 28, pp. 357–373.
- Kim R., Mochizuki S. and Murata A. (1998), “Influence of 180 Degree Sharp Turn on the Heat Transfer and Flow Behavior in a Smooth Square Cross Sectional Serpentine Channel”, *Proc. of the 8th Int. Symp. On Flow Visualizations*.
- Kline S. J. and McClintok F. A., “Describing uncertainties in single-sample experiment”, *Mech. Eng.*, Vol. 75, pp. 3-8, 1953.
- Kukreja R. T., Park C. W. and Lau S. C. (1998), “Heat (Mass) Transfer in a Rotating Two-Pass Square Channel – Part II: Local Transfer Coefficient, Smooth Channel”, *Int. J. of Rotating Machinery*, Vol. 4, pp 1–15.
- Kuo C. R. and Hwang G. J. (1994), “Aspect Ratio Effect on Convective Heat Transfer of Radially Outward Flow in Rotating Rectangular Duct”, *J. Rotating Machinery*, Vol. 1, N. 1, pp 1–18.
- Lau S. C., Russel L. M., Thurman D. R. and Hippensteele (1994), “Visualizatin of Local Heat Transfer in Serpentine Channels with Liquid Crystals”, *Proc. V Int. Symp. On Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, Vol. A, pp. 411–423, Kaanapaly, Hawaii.
- Lezius D. K. And Johnston J. P. (1976), “Roll–Cell Instabilities in Rotating Laminar and Turbulent Channel Flows”, *J. Fluid. Mech.*, Vol. 77, pp. 153–175.
- Liou T. M., Chen C.-C. and Tsai T.-W. (1998), “Liquid Crystal Measurements of Heat Transfer in a 180-deg Sharp Turning Duct with Different Divider Thickness”, *Proc. of the 8th Int. Symp. On Flow Visualizations*.
- Liou T. M. and Chen C.-C. (1999a), “LDV Study of Developing Flows Through a Smooth Duct with a 180 deg Straight-Corner Turn”, *J. of Turbomachinery*, Vol. 121, pp. 167–174.
- Liou T. M. and Chen C.-C. (1999b), “Heat Transfer in a Rotating Two-Pass Smooth Passage with a 180° Rectangular Turn”, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 231–247.

- Liou T. M., Chen C.-C. and Tsai T.-W. (2000), “Non-Intrusive Measurements of Near-Wall Fluid Flow Surface Heat Transfer in a Serpentine Passage, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 3233–3244.
- Morris W. D. and Ayhan T. (1979), “Observations on the Influence of Rotation on Heat Transfer in the Coolant Channels of Gas Turbine Rotor Blades”, *Proc. I. Mech. E.*, Vol. 193, pp303–311.
- Morris W. D. and Ghavami-Nasr G. (1991), “Heat Transfer Measurements in Rectangular Channel With Orthogonal Mode Rotation”, *J. Turbomachinery*, Vol. 113, pp 339–345.
- Morris W. D. and Salemi R. (1992), “An Attempt to Uncouple the Effect of Coriolis and Bouyancy Forces Experimentally on Heat Transfer in Smooth Circular Tubes that Rotate in the Orthogonal Mode”, *J. Turbomachinery*, Vol. 114, pp 858–864.
- Murata A. and Mochizuki S. (2004), “Large Eddy Simulation of Turbulent Heat Transfer in a Rotating Two-Pass Smooth Square Channel with Sharp 180° Turns”, *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol. 47, pp. 683–698.
- Park S. K., Schowengerdt R. and Kaczynski (1984), “Modulation–Transfer–Function Analysis for Sampled Image Systems”, *Appl. Opt.*, Vol. 23, pp. 2572–2582.
- Qin Z. and Pletcher R. H. (2006), “Large Eddy Simulation of Turbulent Heat Transfer in a Rotating Square Duct”, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, Vol. 27, pp. 371–390.
- Raffel M., Willert C. and Kompenhans J. (1998), “Particle Image Velocimetry”, Ed. Springer, Berlin.
- Schlichting H. (1979), “Boundary–Layer Theory”, Mc Graw–Hill.
- Son S. Y., Kihm K. D. and Han J.-C. (2002), “PIV Flow Measurements for Heat Transfer Characterization in Two-Pass Square channels with Smooth and 90° Ribbed Walls”, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 4809–4822.
- Su G., Chen H.-C., Han J.-C. and Heidmann J. D. (2004), “Computation of Flow and Heat Transfer in Rotating Channels ($AR = 1:1, 1:2, \text{ and } 1:4$) with Smooth Walls by a Reynolds Stress Turbulence Model”, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, pp. 5665–5683.
- Wagner J. H., Johnson B. V. and Hajek T. J. (1991a), “Heat Transfer in Rotating Passages with Smooth Walls and Radial Outward Flow”, *Journal Turbomachinery*, vol. 113, pp. 42–51.

- Wagner J. H., Johnson B. V. and Kopper F. C. (1991b), “Heat Transfer in Rotating Serpentine Passages with Smooth Walls”, *Journal Turbomachinery*, vol. 113, pp. 321–330.
- Wang T. S. and Chyu M. K. (1992), “Influence of Turning Geometry on Convective Transport in a Square Duct with a 180–deg Sharp Turn”, *Proc. Int. Symp. On Heat Transfer in Turbomachinery*, Athens.
- Wittenstein W., Fontanella J. C., Newbery A. R. and Baars J. (1982), “The Definition of the OFT and the Measurements of Aliasing for Sampled Imaging System”, *Optica Acta*, Vol. 29, pp. 41–50.

LISTA DEI SIMBOLI

Simboli

A	Area
A, B, C	Costanti
AR	Rapporto fra la larghezza della sezione del condotto e l'altezza, c/d
c	Velocità della luce, $299.792 \cdot 10^6 m/s$
C	Concentrazione particelle traccianti
C	Coefficiente di scarico
c, d	Larghezza ed altezza del canale ($c > d$)
c_p	Coefficiente di calore specifico a pressione costante
C_p	Coefficiente di pressione
D	diametro
D	Risposta impulsionale
d	Diametro dello strozzamento del misuratore di portata a diaframma
$d(m, n)$	Funzione dello spostamento sulla finestra di interrogazione
D_a	Diametro di apertura della lente
D_h, D	Diametro idraulico
D_I	Area corrispondente al dominio di interrogazione
d_p	Diametro della particella tracciante
d_s	Diametro del disco di Airy
d_t	Diametro della particella sull'immagine PIV
E	Radiazione emessa
E_g	Salto di energia proibito in un materiale semiconduttore
E_i	Livello energetico i -esimo di un atomo
f	Distanza focale della lente
$f_{\#}$	Numero f della lente
g	Accelerazione gravitazionale
h	Coefficiente di scambio termico convettivo
h	Costante di Planck, $6.626076 \cdot 10^{-34} J_s$
h_m	Coefficiente di scambio di massa
I	<i>Isotherm units</i>
I	Risposta del sistema termografico
I	Campione estratto dall'immagine della prima esposizione
$I(x)$	Profilo di intensità della luce nella figura di diffrazione di Airy
$I(x, y)$	Campo di intensità della prima immagine
I'	Campione estratto dall'immagine della seconda esposizione
$I'(x, y)$	Campo di intensità della seconda immagine
I_{max}	Intensità massima della luce nella figura di diffrazione di Airy o sull'immagine
\hat{I}	Trasformata di Fourier di I
\hat{I}'	Trasformata di Fourier di I'
k	Coefficiente di conducibilità termica
k	Energia cinetica turbolenta
k	Costante di Boltzmann, $1.380658 \cdot 10^{-23} J/K$
L	Distanza della termocamera dalla sorgente campione
L	Lunghezza della cavità risonante del laser
m	Numero intero
M	Fattore di ingrandimento
N	Numero di fotoni emessi

n	Indice di rifrazione del mezzo
N	Numero di particelle del campione
$N(m,n)$	Funzione di rumore sull'immagine
N, M	Dimensioni della finestra di interrogazione
N_i	Numero di atomi al livello i -esimo
N_I	Densità dell'immagine
N_s	Densità della sorgente
P	Perimetro
p	Pressione
P	Segnale emesso da un <i>thermal detector</i>
q	Flusso termico per unità di superficie
Q	Temperatura adimensionalizzata
q	Diametro dimensionale di riferimento della teoria di Mie
Q	Portata
R	Risposta dello strumento
r	Campo degli spostamenti
R, B, F	Costanti di calibrazione del termografo all'infrarosso
r_c	Campo degli spostamenti correttivo
$R_{II}(x, y)$	Funzione di mutua correlazione discreta
r_w	Campo degli spostamenti indicativo
S	Radiazione emessa o assorbita
s, t	spessore
T	Temperatura
t	Tempo
U	Velocità lungo l'asse longitudinale del condotto
u, v, w	Componenti della velocità media
u', v', w'	Componenti fluttuanti della velocità
V, \underline{V}	Velocità della corrente
V	Voltaggio
\underline{V}_g	Velocità indotta da effetti gravitazionali
\underline{V}_p	Velocità delle particelle traccianti
\underline{V}_s	Velocità di scorrimento delle particelle
W	Apertura della finestra in radianti
w	Apertura della finestra
w	Larghezza
W	Dimensione finestra interrogazione
x	Coordinata lungo l'asse del condotto
x	Distanza del termografo a partire dalla sorgente
y^+	Coordinate di parete
Z_0	Distanza tra la lente ed il piano oggetto
z_0	Distanza tra il piano dell'immagine e la lente
ΔZ_0	Spessore lama di luce laser

Simboli Greci

α	Coefficiente di portata
α	Coefficiente di diffusività termica, $k/c_p\rho$
β	Rapporto tra il diametro di strozzamento del misuratore di portata a diaframma ed il diametro del condotto nel quale questo è inserito (d/D)
β	Coefficiente di espansione del fluido
β	Angolo

β^*, β	Rapporto fra la larghezza della sezione del canale e quella della parete di separazione
ε	Coefficiente di comprimibilità del fluido
ε	emissività
ε_S	Errore di scorrimento
δ_{max}	Massimo spostamento rilevabile con la tecnica PIV
ϕ	Frequenza
γ^*	Rapporto tra la larghezza delle piste di rame e quella totale
λ	Lunghezza d'onda, conducibilità termica
μ	Coefficiente di viscosità dinamica
ν	Frequenza spaziale
ν	Coefficiente di viscosità cinematica
ν	Frequenza caratteristica di un fotone
Λ	Coefficiente di diffusione per il vapore di naftalina
θ	Angolo
θ	Temperatura adimensionalizzata
ρ	Densità di massa del fluido
ρ	Coefficiente di riflessione
ρ_P	Densità delle particelle traccianti
σ	Costante di Stefan–Boltzmann, $5.67 \cdot 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$
σ	Parametro di forma
σ	Parametro equazione (5.16)
τ	Sforzo tangenziale
τ	Coefficiente di trasmittanza
τ_s	Tempo caratteristico di rilassamento
ω	Velocità angolare
ξ	Variabile muta

Gruppi Adimensionali

Bu	<i>buoyancy parameter</i> , $\beta(T_w - T_b)$
Nu	Numero di Nusselt (condotti), hD/k
Nu^*	Numero di Nusselt previsto dalla correlazione di Dittus e Boelter (condotti).
Pr	Numero di Prandtl, $c_p \mu/k$
Re	Numero di Reynolds (condotti), VD/ν
Sc	Numero di Schmidt
Sh	Numero di Sherwood (condotti), $h_m D/\Lambda$
Sh^*	Numero di Sherwood previsto dalla correlazione $Sh^* = 0.023 Re^{0.8} Sc^{0.4}$

Pedici

a	ambiente
atm	Atmosferico
b	bulk
b	bulk
c	Convettivo
c	Canale di prova
e	equivalente
i	Condizioni all'ingresso del condotto
i, j, h, k	Indici
j	Effetto Joule
k	Conduttivo

m	Massa
max	Massimo
n	Convezione naturale
o	Corpo nero
r	Radiativo
R	Riferimento
R	Riferimento (Equazioni (3.1) e (3.2))
s	Sezione del canale di prova
s	Solder
t	Condotto contenente il misuratore si portata a diaframma
v	Volume
v	Pellicola adesiva
w	Condizioni alla parete
w	Condizioni alla parete
x	Condizioni relative all'asse longitudinale del condotto
λ	Lunghezza d'onda
∞	Condizioni all'infinito

Apici

- Indica una grandezza mediata nel tempo

Acronimi

<i>CCD</i>	Charge Coupled Device
<i>DPIV</i>	Digital Particle Image Velocimetry
<i>FFT</i>	Fast Fourier Transform
<i>FOV</i>	Field of view
<i>HWA</i>	Hot Wire Anemometry
<i>IFOV</i>	Instantaneous Field of View
<i>IRSR</i>	InfraRed Scanning Radiometer
<i>Laser</i>	Laser amplification by stimulated emission of radiation
<i>LDV</i>	Laser Doppler Velocimetry
<i>LSV</i>	Laser Speckle Velocimetry
<i>MTF</i>	Modulation Transfer Function
<i>Nd:YAG</i>	Neodimium-Yttrium-Aluminium-Garnet
<i>NETD</i>	Noise Equivalent Temperature Difference
<i>OTF</i>	Optical Transfer Function
<i>PIV</i>	Particle Image Velocimetry
<i>PTV</i>	Particle Tracking Velocimetry
<i>S/N</i>	Signal to Noise ratio
<i>SRF</i>	Slit Response Function
<i>TKE</i>	Energia Cinetica Turbolenta